PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 20. 15. Oktober 1910. Redaktionsschluß für No. 21 am 17. Oktober 1910. 11. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

E. Goldstein, Über einfache Anordnungen zur Erzeugung von Kanalstrahlen. S. 873.

P. Zeeman u. B. Winawer, Die magnetische Aufspaltung von Absorptionslinien im Zusammenhange mit dem Spektrum der Sonnenflecken. III. S. 880.

B. Glatzel, Eine neue Methode zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen nach dem Prinzip der Stoßerregung. I. S. 886.

— — II. S. 890.

B. Glatzel, Weitere Beiträge zur Frage der Löschwirkung von Wasserstoffunkenstrecken in Hochfrequenzkreisen im Zusammenhang mit optischen Erscheinungen. S. 894.

J. Zenneck, Über die Bestimmung des Ladungsfehlers bei Wattmetern. S. 896.

E. Madelung, Molekulare Eigenschwingungen. S. 898.

N. Umow, Einheitliche Ableitung der Transformationen, die mit dem Relativitätsprinzip verträglich sind. S. 905.

G. Rümelin, Anordnung zur Erzeugung von Röntgenstrahlen konstanter Intensität. S. 908.

H. Pettersson, Optische Differenztöne. S. 909.

Chr. Jensen u. F. Busch, Über die Polarisation des Himmelslichtes. S. 910.

Bericht über die 93. Versammlung der schweizerischen Naturforscher-Gesellschaft vom 4.—7. September 1910 in Basel von A. L. Bernoulli.

W. König, Eine Erscheinungsform des Thomsoneffektes. S. 913.

F. Klingelfuß, Die Einrichtung zur Messung der Röntgenstrahlen mit dem Sklerometer. S. 917.

Besprechungen:

E. Borel, Grundzüge der Wahrscheinlichkeitsrechnung. S. 919.

J. Perry, Die Dampfmaschine und Gas- und Ölmaschinen. S. 920.

Tagesereignisse. S. 920.

Personalien. S. 920.

Gesuche. S. 920.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über einfache Anordnungen zur Erzeugung von Kanalstrahlen [1].

Von E. Goldstein.

Durchlochte und geschlitzte Flächen waren die ersten Kathodenformen, an denen die Kanalstrahlen dargestellt wurden. An diese Formen lehnten sich die Erklärungsversuche an, welche annahmen, daß die Kanalstrahlteilchen vor der Kathodenplatte (an der Anodenseite) erzeugt würden, dann auf die Kathode zufliegen und, wenn diese mit Öffnungen versehen ist, einfach durch die Öffnungen weiterfliegen und jenseits derselben dann als Kanalstrahlen bemerkbar werden. Gegenüber dieser Annahme hatte ich die Auffassung ausgesprochen [2]), daß die Öffnungen der Kathode nicht einfache Durchlaßtore seien, und daß vielmehr die Wände der Öffnungen erst die Orte darstellen, an denen die Kanalstrahlen erzeugt werden. Bei einer mit einem Schlitz versehenen kreisförmigen Kathodenplatte z. B. wären als Erzeuger der beobachteten Kanalstrahlen wesentlich die beiden schmalen Rechtecke anzusehen, welche die Wände des Schlitzes bilden. Nicht völlig verschwindend, aber relativ unbedeutend ist der Einfluß der beiden kurzen Verbindungsstücke, welche diese langen Rechtecke zu einem Parallelepipedon verbinden. Hiernach ist anzunehmen, daß die geschlitzte Kreisplatte zur Erzeugung von Kanalstrahlen einfach ersetzt werden kann durch zwei schmale kongruente, in kleinem Abstande einander gegenübergestellte Rechtecke. Daß dies in der Tat der Fall ist, habe ich l. c. gezeigt.

In der nachstehenden Mitteilung werden in weiterer experimenteller Ausführung der erwähnten Auffassung einige Anordnungen beschrieben, die schließlich zu äußerst einfachen Versuchsformen für die Erzeugung von Kanalstrahlen führen, und wie mir scheint, auch die verbleibenden Fragestellungen vereinfachen.

In einer kugelförmigen Röhre, wie Fig. 1 [1]), von 8 bis 10 cm Durchmesser, seien außer der Anode x zwei gerade parallele Drähte a und b von etwa 4 bis 6 mm Abstand und 10 bis 15 mm freier Länge eingesetzt, die miteinander und dem negativen Pol des Induktoriums verknüpft sind. Die Röhre sei mit verdünntem Wasserstoff gefüllt; sie wird zweckmäßig aus einer Glassorte gefertigt, die auch bei geringer Gasdichte in den Kathodenstrahlen nur schwach phosphoresziert.

Den Raum zwischen den beiden Drähten können wir als einen Spalt oder Schlitz ansehen; die Wände des Schlitzes wären die einander zugekehrten Seiten der beiden Drähte. Im Sinne der schon erwähnten Auffassung von der Erzeugung der Kanalstrahlen überrascht es daher nicht, daß (wenn man in der Ebene der beiden Drähte senkrecht zu ihnen visiert) aus dem

1) Aus den Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 661, 1910.
2) E. Goldstein, Verh. d. D. Phys. Ges. **4**, 228, 1902.

1) Die Figuren befinden sich auf den Tafeln XX u. XXI.

Spaltraum nach oben wie nach unten rosa Bänder sich ausbreiten (Fig. 2), welche ganz die charakteristischen Formen der Kanalstrahlbänder haben, die man bei geschlitzten Platten oder Doppelrechtecken beobachtet. Betrachtet man die Drähte *a* und *b* von den Spitzen her, so sieht man auf die Kanten der Bänder und beobachtet, da die Bänder sich ein wenig gegeneinander neigen, die Lichterscheinung Fig. 3. Senkrecht zur Symmetrieebene der Bänder gehen von den Drähten zwei gut begrenzte, schwach divergente Schatten aus, durch welche man darauf aufmerksam wird, daß auch außerhalb der Bänder das ganze übrige Gesichtsfeld in der Kugel von sehr mattem, unmittelbar kaum wahrnehmbarem Licht erfüllt ist.

Dreht man nun die Röhre nochmals um 90°, so daß die Gesichtslinie senkrecht zu den Drähten und zu deren Ebene liegt, so bemerkt man (Fig. 4) hell ein scheinbar in dieser Ebene liegendes, sich symmetrisch rechts und links von den beiden Drähten erstreckendes rosa Lichtband von ganz gleichem Umriß wie die aus dem Spalt nach oben und unten sich ausdehnenden Bänder. Würde dieses helle Band in der Lage, die es einzunehmen scheint, wirklich existieren, so würde es den Ort der beiden Drahtschatten (Fig. 3) einnehmen müssen. Aber auch wenn es die Projektion eines schräg zur Ebene der Drähte gelagerten Einzelbandes wäre, so müßte es in dem Bilde Fig. 3 sich durch seine hellen Kanten markieren. Statt dessen ist der Querschnitt der Röhre (von den beiden Schatten abgesehen) ringsum gleichmäßig erleuchtet. Man muß also schließen, daß das scheinbar vorhandene helle Einzelband nur vorgetäuscht wird durch eine perspektivische Summation sehr zahlreicher von der Gesichtslinie durchsetzter, ganz schwacher, gleichgeformter Lichtbänder von der Form *BB* in Fig. 4. Daß dies die richtige Auffassung ist, erkennt man daran, daß man bei der Röhrenstellung Fig. 4 ein derartiges helles Band von der nämlichen Form zu erblicken glaubt, auch wenn man nicht senkrecht zur Ebene der Drähte, sondern in irgendeiner zur Drahtebene beliebig schrägen Richtung in der Äquatorialebene der Röhre visiert.

Im ganzen folgt also: Außer den beiden hellen Bandpaaren, welche von den beiden Drähten an ihren Spaltseiten sich nach oben und unten ausbreiten, sind die Drähte noch ringsum von unendlich vielen, nach allen Seiten gehenden ganz schwachen Lichtbändern derselben Form umgeben. Die Form der Bänder erinnert an den Umriß des Pariser Eiffelturms; sie variiert etwas mit der Gasdichte, insofern mit abnehmender Gasdichte die Konvergenz der Umrißlinien zunimmt. Die Bänder bestehen, wie eingesenkte Schattenobjekte erkennen lassen, aus geradlinigen Strahlen. Geradlinig breiten sich auch diejenigen Strahlen aus, die außerhalb der Bänder noch das Gesichtsfeld erfüllen. Auch dies erkennt man mittels geeignet angebrachter Schattenobjekte. Wird an beliebiger Stelle im Kugelraum parallel zu *a* und *b* noch ein Draht *c* angebracht, so wirft der letztere im allgemeinen zwei geradlinig begrenzte, schwach divergente Schatten. Die Lage der (von den Spitzen der Drähte her beobachteten) beiden Schatten zeigt an, daß der eine durch Strahlen entworfen wird, die von *a* herkommen, der andere durch von *b* ausgehende Strahlen. Es sind also zwei Systeme von Strahlenwänden, einander durchdringend, im Raume gleichzeitig vorhanden, das eine um *a*, das andere um *b* als Achse herumgelagert.

Liegt *c* ungefähr über der Mitte der Geraden *ab*, so zeigt sich an *c* noch ein dritter Schatten, der auf *ab* senkrecht steht und von *ab* fortgerichtet ist. Auf die zugehörigen Strahlen komme ich weiter unten zurück.

Nun ersetzen wir, um uns den Verhältnissen an einem Plattenschlitz noch mehr zu nähern, die beiden runden Kathodendrähte *a* und *b* durch zwei ebene rechteckige, einander gegenübergestellte schmale Metallstreifen, etwa aus dünnem Nickel- oder Platinblech, ungefähr 1,5 mm breit und 10 bis 15 mm lang. Auch hier bemerkt man zunächst die beiden aus dem „Spalt" sich ausbreitenden Bandpaare, außer ihnen aber auch zwei Bänder von gleicher Gestalt, wenn man in Richtung der kurzen Rechteckseiten visiert. Analog erscheinen auch ebensolche Bänder selbst bei sehr schräger Visierrichtung in der zu den Längsseiten senkrechten Äquatorealebene. Visiert man dagegen entlang den längeren Seiten, so sieht man, wie im Falle der beiden Drähte, eine Kante dieser Bänder nicht. Daraus folgt, daß auch diesen Bändern keine Einzelexistenz zukommt und daß ihre scheinbare individuelle Existenz auf einer Summation zahlreicher schräg gegen die Bänder geneigter Strahlenwände beruht. Mit diesen schrägen Strahlenwänden hängen die bei geschlitzten Kathoden unter großer Apertur die eigentlichen Kanalstrahlen umhüllenden „Nebelstrahlen"[1]) zusammen.

Wird von den beiden Metallstreifen nur der eine, z. B. *a*, zur Kathode gemacht, der andere *b* neutral gelassen, so erblickt man an der von *b* abgekehrten Seite des Kathodenstreifens *a* hell dieselbe senkrecht zur Streifenebene gerichtete rosa Bandfigur, dagegen nur sehr schwach eine analoge Figur jenseits *b*. Außerdem aber erstrecken sich, wenn man senkrecht auf den

1) E. Goldstein, Verh. d. D. Phys. Ges. **4**, 239, 1902.

Streifen blickt, in der (erweiterten) Streifenebene von den Längskanten des Streifens zwei rosa Bänder der bekannten Form in den Raum hinaus, in gleicher Form wie vorher bei Anwendung des Doppelstreifens, nur weniger lichtstark. — Die von *a* ausgehenden Kathodenstrahlen rufen an *b* schwache, sekundäre Kathodenstrahlen hervor[1]), schaffen somit auch, ohne daß *b* mit dem negativen Pol verknüpft ist, eine Art Doppelkathode. Daher wird *b* nun überhaupt entfernt. Gleichwohl bemerkt man, auch wenn nur ein einziger Kathodenstreifen in der Kugel zurückbleibt, an diesem schmalen Rechteck, wenn man senkrecht auf seine Ebene sieht, zwei Bänder (Fig. 5), wie vorher am „Spalt" des Doppelrechtecks, und ebenso zwei Bänder, wenn man in der Ebene des Streifens auf seine Längsseite visiert (Fig. 6). Die ersten beiden Bänder scheinen also in der Ebene des Streifens zu liegen, die letzteren beiden mit ihrer Achse senkrecht zu dieser Ebene. Aber während man bei dem Doppelstreifen wenigstens das erste Bänderpaar auch von seiner Kante wahrzunehmen vermag, ist dies bei dem Einzelstreifen nicht mehr der Fall. Betrachtet man den Streifen in derjenigen Stellung, in der die Kanten der Bänder sichtbar werden sollten, also von der Schmalseite des Rechtecks her, so erhält man das Bild Fig. 7, d. h. ringsum eine gleichmäßige Erhellung, die nur zwei schmale dunkle, in den äußeren Partien etwas verwaschen begrenzte Bänder um die Ebene des Streifens selbst zeigt, also gerade dort, wo man die hellen Bänderkanten erwarten würde. Wie die Figur zeigt, sieht man aber auch ebensowenig die helle Projektion der in Fig. 6 dargestellten, scheinbar senkrecht zur Streifenebene gelagerten Bänder.

Der Schluß, den das Bild Fig. 7 gestattet, ist also, daß bei dem Einzelstreifen weder das eine noch das andere Bandpaar, wie es zunächst den Anschein hatte, als schmales Helligkeitsmaximum individuell existiert, sondern daß nur rings um den Streifen unzählige schwache, unter sich gleich helle Bänder gelagert sind, deren Licht durch Summation auf der Gesichtslinie sich für das Auge zu scheinbar existierenden Einzelbändern addiert. Damit stimmt es, daß man die Bänder auch wieder zu erblicken glaubt, wenn man in der die Längsseite unter rechtem Winkel schneidenden Äquatorealebene in irgendeiner schrägen Richtung auf die Elektrode sieht; die Streifen erscheinen bei irgendwelcher schrägen Visierrichtung sogar heller, als wenn diese Richtung in die Streifenebene selbst fällt. Die zur Streifenebene scheinbar senkrechten Bänder haben also die geringste Helligkeit.

1) E. Goldstein, Wien. Akad. Anzeiger 1884, S. 32, und Verh. d. D. Phys. Ges. 3, 198, 1901.

Die bisher beschriebenen Erscheinungen lassen vermuten, daß auch schon an einem einzelnen geraden Draht die Kanalstrahlenbänder zu beobachten sein werden, insofern man rings um einen solchen Draht sich einen von unendlich vielen Strahlenbändern erfüllten Raum vorzustellen hätte, und daß bei jeder zum Draht senkrechten Beobachtungsrichtung zwei solche Bänder sich für das Auge projizieren würden. Dies beobachtet man in der Tat. Setzt man in ein kugel- oder zylinderförmiges Gefäß z. B. einen 0,4 bis 1 mm dicken, geraden Platindraht als Kathode ein und benutzt als Füllung verdünnten Wasserstoff, so geht von dem Draht bei jeder ihn um die Mitte senkrecht schneidenden Visierrichtung scheinbar ein rosa Bandpaar aus, das den typischen Umriß wie bei Doppelkathoden zeigt und in allen Eigenschaften mit den Kanalstrahlen übereinstimmt. Das Problem der Entstehung der Kanalstrahlen ist somit zurückgeführt auf die Frage, wie diese Strahlung an einem einfachen geraden Draht zustande kommt.

Eine Anzahl bisher für die Entstehung der Kanalstrahlen aufgestellter Hypothesen scheiden damit, wie mir scheint, sogleich aus; doch soll zunächst hierauf nicht näher eingegangen werden.

Daß die Kanalstrahlen schon an einem einfachen Draht in allen ihren charakteristischen Eigenschaften auftreten, kann vielleicht Verwunderung darüber hervorrufen, daß diese Tatsache erst jetzt bemerkt wird. Denn wenn auch die Unzulänglichkeit des ersten Beobachters der Strahlen beliebig hoch eingeschätzt wird, so kommt doch außerdem in Betracht, daß viele Tausende von Drahtelektroden vor und nach der ersten Beschreibung der Kanalstrahlen auch anderen Beobachtern elektrischer Lichterscheinungen in stark verdünnten Gasen vor Augen gekommen sind. Die Gründe für die Nichterkennung dürften in folgendem liegen: Die meisten Beobachtungen an Geißlerschen Röhren und bei sonstigen hierher gehörigen Versuchen über elektrische Entladungen sind in verdünnter Luft angestellt, bei der das leuchtende Substrat wesentlich der Stickstoff ist. Nun scheint eine mindestens mittelbare Beziehung zwischen der Sichtbarkeit der Kanalstrahlen und dem Atomgewicht des leuchtenden Gases zu bestehen. Denn je größer das Atomgewicht und damit auch das Molekulargewicht ist, desto stärker werden, wie aus frühern Untersuchungen von Lenard hervorgeht, in dem Gase die zunächst lichtlosen Kathodenstrahlen absorbiert, ein desto größerer Energieanteil derselben kann also in Licht umgesetzt werden. Dagegen ist eine analoge Proportionalität zwischen Molekulargewicht und Absorption bzw. Lichtstärke für die Kanal-

strahlen nicht erkennbar. Daraus erklärt sich, daß in Wasserstoff (und Helium), wo die Kathodenstrahlen nur schwach leuchten, die Kanalstrahlen außerordentlich viel mehr hervortreten als in Stickstoff und Luft, wo ihr Licht durch das helle Leuchten der Kathodenstrahlen vielfach ganz überglänzt wird. Neben dem Einfluß des Gassubstrats haben noch zwei andere Momente die Erkennung der Kanalstrahlen an einfachen Drähten erschwert: die allgemein übliche Benutzung des nicht zerstiebenden Aluminiums zu Elektrodendrähten und die Verwendung stark phosphoreszierender Glassorten zu den Entladungsgefäßen. Aluminium hat cet. par. ein erheblich geringeres Entladungspotential als z. B. Platin oder Nickel. Deshalb sind aber auch die von Aluminium ausgehenden Kathodenstrahlen stärker absorbierbar, somit heller als die Strahlen von Platin und Nickel; ihre relativ große Helligkeit ist ebenfalls geeignet, das Leuchten der Kanalstrahlen zu verdecken. — Von da ab, wo die Kathodenstrahlen größere Beachtung fanden, wurden für die Entladungsröhren meist Gläser verwendet, an denen diese Strahlen starkes, die Erkennung des Strahlenverlaufs erleichterndes Phosphoreszenzlicht hervorrufen. Die Helligkeit dieses Leuchtens setzt den Lichteindruck der Kanalstrahlen sehr erheblich herab. Bei den oben beschriebenen Versuchen wurde daher Thüringer Hohlglas von sehr schwacher Phosphoreszenz benutzt. Leider hängt es vorläufig vom Zufall ab, ob man solches Glas erlangt, da die Glashütten die Umstände, von denen das Leuchten des Glases abhängt, noch nicht ganz zu beherrschen scheinen (man weiß ja, wie kleine Beimengungen die Phosphoreszenz wesentlich modifizieren) und jedenfalls auf die Leuchtfähigkeit des Glases oder die Unterdrückung derselben bei seiner Herstellung anscheinend noch kein Augenmerk richten.

Man kann jedoch, wenn schwach leuchtendes Glas nicht zur Verfügung steht, sich dadurch helfen, daß man die Entladungsröhren (dann am bequemsten Zylinder) an der Innenwand um die Kathode mit sehr dünnem Glimmer auskleidet. Dieses Material leuchtet, wenigstens in den mir bekannten Varietäten, unter der Einwirkung der Kathodenstrahlen kaum eine Sekunde lang und bleibt dann dauernd lichtlos. Man kann daher das Gasleuchten um die Kathode — im vorliegenden Falle die Kanalstrahlen — an dem mit Glimmer ausgekleideten Ende eines Zylinderrohres sehr gut beobachten, während man am anderen Ende der Röhre es an einem ganz gleichen Draht durch die unbekleidete und daher hell phosphoreszierende Wandung gar nicht oder nur sehr unsicher wahrnehmen kann. —

Die oben beschriebenen Versuche haben gezeigt, daß um einen einzelnen Draht oder um einen einzeln aufgestellten rechteckigen Streifen unzählige matte Lichtwände von der Helligkeitsverteilung der gewöhnlichen Kanalstrahlenbänder vorhanden sind. Durch Helligkeit ausgezeichnet ist kein einziges von ihnen. Dagegen ging bei naher Gegenüberstellung zweier Streifen (oder bei einem Plattenschlitz) von jeder der einander zugekehrten Seiten ein Bandpaar aus, welches die übrigen Bänder so sehr an Helligkeit übertrifft, daß man es auch von seiner Kante her einzeln wahrnimmt. Diese Steigerung der Helligkeit hängt zusammen 1. mit der Herabsetzung des Entladungspotentials durch gegenseitige Bestrahlung der einander zugekehrten Flächen[1]), 2. mit der Einwirkung, welche eine Kathode auf die Verteilung der S_1-Strahlen an einer anderen Kathode ausübt, wenn sie sich in dem sogen. Crookesschen Raume derselben befindet bzw. wenn beide, wie dies bei kleinem Abstande in geringer Gasdichte der Fall ist, von einem gemeinsamen Crookesschen Raume umschlossen sind. Bei dieser Einwirkung erfolgt an zwei einander zugekehrten Flächen eine Verdichtung der S_1-Strahlen, am leichtesten erkennbar an der Helligkeitsverteilung in der Schnittfläche der S_1-Strahlen mit der Kathode. Von der Helligkeit, Verteilung und Richtung der S_1-Strahlen hängt aber die Helligkeit und auch die Richtung der Kanalstrahlen ab[2]).

Die bisher beschriebenen Versuche machen es vielleicht schon wahrscheinlich, daß eine durchbrochene Kathode nicht bloß eine Art Schablone darstellt, die aus heranfliegenden Strömen positiver Teilchen einfach Bündel von gewisser Form ausschneidet und sie hindurchtreten läßt, sondern daß die Kanalstrahlen an der Kathode selbst ihren Ursprung nehmen. Die Geschwindigkeit, die den Strahlenteilchen auf Grund des Dopplereffekts zuzuschreiben ist, würden sie also nicht während des Heranfliegens durch eine von der Kathode ihnen erteilte Beschleunigung erlangen, sondern sie verdanken dieselbe vermutlich der Energie der S_1-Strahlen (erste Schicht des Kathodenlichts), zu denen sie in engster (Transformations- oder Auslösungs-) Beziehung zu stehen scheinen. Die S_1-Strahlen selbst dagegen, welche z. B. ungleich den Kanalstrahlen gegen elektrostatische Einflüsse außerordentlich empfindlich sind und von den ersteren auch in anderen Beziehungen sich deutlich unterscheiden, könnten ihre Energie wohl einer Anziehung durch die Kathode verdanken.

Es sei gestattet, noch einige Erscheinungen

1) E. Goldstein, Verh. d. D. Phys. Ges. **3**, 198, 1901.
2) E. Goldstein, Verh. d. D. Phys. Ges. **4**, 64, 1902.

kurz zu erwähnen, die ebenfalls im Sinne der hier vertretenen Auffassungen zu sprechen scheinen.

Zwei benachbarte parallele (horizontal gedachte) Drähte erzeugen, wie oben erwähnt, zwei Bänderpaare, die aus dem „Spalt" sich nach oben und unten ausdehnen. Es werde noch ein dritter, den beiden ersten paralleler Draht von gleicher Länge hinzugefügt, so daß die drei Drähte $a\,b\,c$ die Kante eines gleichseitigen Prismas bilden, ihre Spitzen also ein gleichseitiges Dreieck. Die drei Drähte bilden je zwei miteinander einen Spalt, im ganzen also drei Spalte. Macht man die drei Drähte gleichzeitig zu Kathoden, so würde man nun wohl dreimal zwei Bandpaare erwarten, deren Symmetrielinien (von den Spitzen her gesehen) die Seitenmitten des Spitzendreiecks rechtwinklig durchschneiden. Die Kombination gibt aber nicht sechs, sondern nur drei Bandpaare, die vom Innern des Spitzendreiecks sich nur in der Richtung nach den Winkelpunkten ausdehnen (Fig. 8). Die ebenfalls erwarteten, über die Seiten nach außen gehenden Bandpaare fehlen. Die auftretenden Schatten, je drei von einem Draht ausgehend, werden weiter unten noch besonders behandelt. Führt man den Versuch in der Weise aus, daß man zu zwei Drähten durch Anlegen einer beweglichen äußeren Brücke den dritten Draht hinzunimmt, so daß die zugehörigen Erscheinungen der doppelten und der dreifachen Kathode rasch miteinander abwechseln, so hat man in täuschender Weise den Eindruck, als wenn dieser Übergang sich dadurch vollzieht, daß nicht die z. B. vom horizontalen Spalt $a\,b$ anfangs, wie in Fig. 3, auch nach unten gehenden Bänder erlöschen, sondern als wenn diese beiden Bänder einander nahe $a\,b$ kreuzen und dann wie die Schenkel einer weit geöffneten Schere weit auseinander klaffen, bis der von a ursprünglich nach unten gehende Schenkel sich bei b nahe in die verlängerte Halbierungslinie des Winkels b (Fig. 8) anlegt, der von b kommende Schenkel in die entsprechende Stellung von a springt. Die Erscheinung verläuft also nach dem Augenschein so, als wenn die Strahlen, welche in der Fig. 3 die Bänder α und β bilden, direkt abgelenkt würden, als wenn die Kanalstrahlen hier also einer unmittelbaren Anziehung (oder Abstoßung) unterlägen, die sie in weit abweichende Richtungen umlenkt. Gleichwohl glaube ich nicht, daß dies der Fall ist, sondern ich vermute, daß die Ablenkung nur eine scheinbare ist, und daß nur ganz mittelbar eine Einwirkung auf den Verlauf der Strahlen erfolgt. Die unmittelbare Wirkung des Hinzutretens der dritten Kathode ist eine Veränderung in der Verteilung der S_1-Strahlen bzw. eine Verschiebung der Insertionsstellen ihrer Maxima an der Oberfläche der drei Kathoden. Fungieren nur zwei Drähte als Kathoden, so liegen die beiden Maxima der ersten Schicht einander an den Drähten gerade gegenüber, also in der Ebene der Drähte. Tritt der dritte Draht als Kathode hinzu, so verschieben sich die Maxima und liegen jetzt symmetrisch um die Halbierungsebenen der Kantenwinkel. Daraus resultieren aber völlig andere Antriebe der Kanalstrahlen, die nun keine Komponente von merklicher Helligkeit mehr nach den Spalten hin haben. — Die Dreiecks- bezw. Prismenform an sich bedingt nicht die Richtung der Bündel nach den Winkelpunkten hin. Denn wenn die drei parallelen Kathodendrähte so gestellt werden, daß ihre Spitzen nicht mehr ein gleichseitiges, sondern ein rechtwinklig gleichschenkliges Dreieck bilden, so erhält man die Erscheinung der Fig. 9, bei der nur das der Hypotenuse entsprechende Bandpaar seine Achse nach dem Winkelpunkt gerichtet.

Tritt noch ein vierter paralleler Draht hinzu, dessen Spitze mit den drei anderen ein Quadrat bildet, so erhält man die Lichterscheinung Fig. 10, bei der infolge der gegenseitigen Einwirkungen der vier Drähte auf die Gleichgewichtslagen der S_1-Wurzeln die vier Bündelpaare wieder senkrecht zu den Spalten verlaufen. Ein näheres Eingehen auf diese Erscheinungsgruppen[1]) muß ich mir bis dahin ersparen, wo ich die gegenseitige Beeinflussung der S_1-Strahlen durch Nachbarkathoden näher habe schildern können.

Ebenfalls für die Annahme, daß Doppelkathoden durch ihre gegenseitige Anordnung nicht bloße indifferente Durchlaßtore der Kanalstrahlen bilden, sprechen gewisse Erscheinungen an Doppelkathoden, die ich bisher noch nicht erwähnt habe.

In den früher von mir beschriebenen Versuchen[2]) waren die Doppelkathoden zwei kongruente $n$seitige Polygone, die einander wie die Stirnflächen zweier gerade abgeschnittener $n$seitiger Prismen gegenüberstanden, so daß sie bei senkrechtem Visieren auf die eine der Flächen einander perspektivisch decken („sandwichcathodes" in der englischen Literatur). Zwei in dieser Weise in geringer Distanz einander gegenübergestellte Quadrate z. B. geben, wie bekannt, vier helle schmale Kanalstrahlbündel, die aus dem Zwischenraum der Platten an den Seitenmitten, senkrecht zu den Seiten gerichtet, hervortreten.

1) Die Richtung der Figurenbündel stimmt bis zu einem gewissen Grade mit der Richtung der Hauptbündel bei Doppelkathoden aus Vollflächen überein, deren Winkelpunkte wie die Spitzen der parallelen Drähte liegen.

2) E. Goldstein, Verh. d. D. Phys. Ges. **4**, 231, 1902.

Es sei nun die konaxiale Parallelstellung der beiden Quadrate beibehalten, aber nicht mehr die erwähnte Art der Deckung, sondern das eine Quadrat sei gegen das andere um die gemeinschaftliche Achse mehr oder weniger gedreht. Nach der Auffassung, daß diese Bündel aus dem Außenraum auf die Kathode zu und durch ihre Spalte hindurchfliegen, würde man bei der erwähnten Drehung vielleicht erwarten, daß die vier Bündel ihre Richtung etwas ändern oder dergleichen. Der Versuch ergibt, daß dann aber überhaupt nicht mehr vier, sondern acht Bündel auftreten. Sind die beiden Quadrate um 45° gegeneinander gedreht, so erhält man das Bild Fig. 11. Die acht Bündel sind gleich hell, bilden miteinander gleiche Winkel und treten an den perspektivischen Kreuzungspunkten der beiden Quadratumrisse aus dem Spaltraum hervor. Ihre Richtungen halbieren die durch die perspektivischen Kreuzungen gebildeten Winkel der Quadratseiten — die Bündel sind also nicht mehr senkrecht gegen irgendeine Quadratseite gerichtet, sondern ihre Achsen bilden mit den einander kreuzenden Seiten Winkel von $^3/_4 R$. Sind die beiden Quadrate aber um irgendeinen anderen Winkel als 45° gegeneinander gedreht, wie z. B. in Fig. 12, so bilden die acht Bündel zwei Vierergruppen von ungleicher Helligkeit. Die Bündel treten wieder an den perspektivischen Kreuzungspunkten aus. Von den acht Kreuzungspunkten liegen je vier (α) den Seitenmitten der Quadrate näher als die vier anderen Kreuzungspunkte β. Von den acht Strahlenbündeln sind nun diejenigen vier die helleren, die an den zu den Seitenmitten näheren Kreuzungspunkten austreten. Wird die eine Platte weiter gegen die andere gedreht, so nimmt die eine Gruppe an Helligkeit ab, die andere zu, während zugleich die Neigungen der Bündel gegen die Quadratseiten sich ändern, bis bei der deckenden Gegenüberstellung der beiden Platten die Helligkeit der einen Gruppe Null, die der anderen ein Maximum geworden ist. Die heller werdende Gruppe ist diejenige, deren Austrittsstellen sich der Seitenmitte nähern; gleichzeitig nähern sich auch ihre Bündel den Normalen zu den Seiten. Bei der schwächer werdenden Gruppe nähern die Bündel sich mehr und mehr der Diagonale und verschwinden in dem Augenblick, wo ihre Achsenrichtungen in die Diagonalen fallen.

Stellt man analog zwei gleichseitige Dreiecke konaxial, aber um 60° gegeneinander gedreht, in geringem Abstand einander gegenüber, so erhält man (Fig. 13) sechs rosa Bündel, deren Achsen an den perspektivischen Kreuzungspunkten der Platten (also nicht mehr an den Winkelpunkten wie bei „sandwich"-Dreiecken) hervortreten, allgemein bei n seitigen Polygonen $2n$ Bündel, deren Helligkeiten und Richtungen sich mutatis mutandis wie bei den gedrehten Quadraten angeben lassen[1]).

Von Interesse und ein gutes Testobjekt bei Erklärungsversuchen für die Entstehung der Kanalstrahlen dürften auch die Erscheinungen sein, die bei ungleicher Verteilung des Stromes unter zwei Nachbarkathoden entstehen. Macht man wie weiter oben zwei parallel gestellte rechteckige Metallstreifen gleichzeitig zu Kathoden, indem man ihre äußeren Zuleitungsringe metallisch verknüpft, so sieht man bei der Betrachtung von den kurzen Seiten her die Kanalstrahlen sehr ähnlich der bereits in Fig. 3 dargestellten Form. Es sei nun aber von den beiden Metallstreifen nur a mit dem negativen Pol des Induktoriums metallisch verbunden und von a zu b werde ein feuchter Faden von variabler Länge gelegt, der also gestattet, das Verhältnis der Stromstärken an beiden Streifen beliebig zu variieren. Ist nun die (relative) Stromstärke an b sehr klein, so bemerkt man (Fig. 14) an Stelle der beiden von b nach oben und unten (in der Figur durch Punktierung angedeuteten) gegeneinander unter nahe 180° ausgehenden Kanalstrahlbänder zwei von b seitwärts gerichtete Bänder, die einen Winkel von nur etwa 45° einschließen. Verkürzt man den feuchten Faden, so daß b einen verstärkten Stromanteil empfängt, so wächst der Winkel dieser beiden Bänder und geht durch 90° in einen stumpfen über, bis seine Schenkel sich wieder in die bei metallischer Verknüpfung der Streifen beobachtete (punktierte) Lage einstellen. Die gleichzeitige Lagenänderung der beiden Streifen an a ist weniger auffällig. Eine eingehendere Beschreibung der Phänomene bei ungleicher Stromverteilung soll anderweit gegeben werden. Hier sei nur kurz noch darauf hingewiesen, daß die erwähnte Erscheinung unter anderem eine Reihe von ziemlich auffälligen Phänomenen z. B. bei Doppelquadraten veranlaßt, von denen das eine (a) zur Kathode gemacht, das andere (b) ohne Polverbindung gelassen wird. Die rosa Strahlen zeigen an a dann andere Ausbreitung, als wenn b gar nicht anwesend ist. Ist a allein vorhanden, an der Rückseite von einem isolierten Stiel getragen, so verlaufen seine äußersten rosa Strahlen nach vorn, mehrere Grad gegen die Platte geneigt (Fig. 15). Ist aber b

1) Die obige Beschreibung veranschaulicht das Verhalten der Bündel für die Fälle eines geringen Abstandes der beiden Platten. Wächst der Plattenabstand auf mehrere Millimeter, so wird es augenfällig, daß die Bündel, namentlich die schwächere Gruppe, heller und schmaler erscheinen, wenn man auf jedes Bündel nicht in der Richtung der Plattenachse, sondern in einer dazu schrägen Richtung blickt. Die Bündel bilden dann schräg gegen die Ebenen der Platten geneigte Lichtwände. Die genaue Beschreibung ihrer jeweiligen Lagen würde sich dann etwas komplizierter gestalten.

ebenfalls anwesend, so erscheint die Begrenzung der Strahlen nach hinten geneigt, als wenn a um seine Kante herum nach rückwärts gebeugte Strahlen aussenden würde (Fig. 16). Die Ursache ist, daß durch die von a auf b aufprallenden Kathodenstrahlen die Platte b zu einer schwachen Kathode wird. Sie gibt dann ganz wie bei Verknüpfung durch einen feuchten Faden Anlaß zu schräg gegen a geneigten geradlinigen Strahlen, die einen berührenden Kegel um a bilden und eine krummlinige zurückgebeugte Strahlung von a vortäuschen[1]).

Kurz möchte ich noch über einige Schattenerscheinungen berichten.

Es ist mir bisher nicht gelungen, bei Einschaltung von Schattenobjekten in Kanalstrahlenbündel von geschweiftem Umriß entsprechend auch gekrümmte Schatten zu erzielen, sondern alle Schatten erscheinen geradlinig begrenzt, als wenn mindestens alle im freien Gasraum liegenden scheinbar gekrümmten Kanalstrahlenbänder in Wirklichkeit nur aus geradlinigen Strahlen zusammengesetzt wären. Einen gekrümmten Verlauf von Bündelgrenzen beobachtet man auch in dem Spaltraum zwischen ausgedehnten Platten, und ich hatte früher die Ansicht ausgesprochen, daß diese Krümmung auf einer Anziehung beruhen könnte, welche positiv geladene Strahlen durch Teile der negativ geladenen Kathode erfahren. Herr J. A. Orange[2]) hat eingehend einen Teil der Kanalstrahlerscheinungen untersucht, die an zwei stumpfwinkligen „sandwich"-Dreiecken auftreten; er beobachtet dabei gekrümmte Grenzen von Kanalstrahlbändern auch außerhalb des Spaltraumes der Doppelkathode und ist der Ansicht, daß für die Krümmung dieser äußeren Strahlen eine Erklärung aus Anziehungen durch Kathodenteile nicht anwendbar sei. Eine Krümmung der an sich geradlinigen Strahlen werde hierbei nur durch eine aus geradlinigen Elementen bestehende einhüllende Kurve vorgetäuscht. Mit dieser Auffassung würden meine oben erwähnten Versuche über Schattenprojektionen, die überall nur geradlinige Schatten zeigen, in guter Übereinstimmung sein. Herr Orange glaubt ferner, daß diese Auffassung auch auf die Kurvenerscheinungen im Spaltraum anwendbar sei, ohne einen stringenten besonderen Beweis dafür beizubringen. Ich selbst kann vorläufig ebenfalls nichts Entscheidendes darüber mitteilen, benutze aber die erste Gelegenheit, um auszusprechen, daß ich meine l. c. ausgedrückte Ansicht über die Ursache der Bündelkrümmungen im Spaltraum jetzt für weniger sicher halte, da neben ihr eine andere, wenn auch nicht erwiesen, noch denkbar erscheint. — Herr Orange nimmt weiter mit anderen Autoren an, daß die Kanalstrahlen schon in beträchtlicher Entfernung von der Kathode entstehen, und daß die Kathodenränder für die Richtung der Strahlen einflußlos sind. Daher wird das Problem behandelt, weshalb die Kanalstrahlen nicht schon vor, sondern erst hinter der Kathode helles Leuchten zeigen, und es wird ein Erklärungsversuch dafür aufgestellt. Wie ich vermute, wird die Ursache einfach darin liegen, daß die Kanalstrahlen vor der Kathode noch gar nicht existieren, sondern erst am Rande oder im Innern der Kathodenöffnungen erzeugt werden, und zwar durch Umsetzung der von den S_1-Strahlen gelieferten Energie. Um nicht mißverstanden zu werden, verweise ich ausdrücklich darauf, daß in dem Raume vor der Kathode allerdings noch Strahlen von den allgemeinen Eigenschaften der Kanalstrahlen vorhanden sind; dazu gehören 1. die K_1-Strahlen und 2. die Strahlen, welche von den Rändern der Kathode (oder von den Rändern des Durchschnittes der S_1-Strahlen mit der Kathode) nach einwärts über die Kathode hinstreichen, und z. B. bei entsprechend angebrachten polygonalen Einzelkathoden Bündelfiguren wie bei Doppelkathoden, aber in viel geringerer Helligkeit, erzeugen[1]). Aber alle diese Strahlen bewegen sich nicht auf die Kathode zu, sondern, wie Schattenobjekte beweisen, von ihr fort. Sie können also bei durchbrochenen Kathoden nicht als die Anfangsstrecken der jenseits der Öffnungen sichtbaren Bündel angesehen werden.

Die eben erwähnten, von den Rändern der Einzelkathoden nach einwärts streichenden Strahlen bilden nicht bloß platte, lediglich unmittelbar über der Polygonebene verlaufende Strahlenbänder, sondern sie gehen auch in weiterer Apertur bis zu steilen Richtungen gegen die Kathodenebene von der letzteren aus. Benutzt man z. B. als Kathode in Wasserstoff ein gleichseitiges Dreieck von etwa 4 mm Seite, so sieht man (Fig. 17), senkrecht auf die Dreiecksfläche blickend, scheinbar drei an den Winkelpunkten in der Ebene des Dreiecks austretende helle schmale Bündel nebst drei schwächeren, von den Seiten ausgehenden Bündeln, auf welche letzteren ich bei anderer Gelegenheit näher zurückkomme. Aber auch diese Bündel entstehen durch perspektivische Summation von Strahlen, die bis zu sehr schrägen Richtungen gegen die Kathodenfläche geneigt sind. Daß die drei hellen Bündel nicht in der Ebene oder nahe der Ebene des

1) Der breite Schattenraum unterhalb b wird durch diese Platte in den von a ausgesandten Strahlen erzeugt.

2) J. A. Orange, Proc. Cambridge Phil. Soc. 15, 217 u. 334, 1909.

1) E. Goldstein, diese Zeitschr. 1, 133, 1899.

Dreiecks verlaufen, und daß sie überhaupt nicht in Wirklichkeit schmale Bündel sind, erkennt man daran, daß man weder nahe der Ebene noch in irgendeiner anderen Visierrichtung die Bündel als helle Punkte projizieren kann. Man findet bei näherer Untersuchung, daß es sich um ganz analoge Verhältnisse handelt, wie weiter oben bei dem als Kathode benutzten rechteckigen Einzelstreifen. Nur fallen bei den geradzahligen gleichwinkligen Polygonen (Rechteck, Quadrat, reguläres Sechseck usw.) je zwei Streifen zusammen, die bei den ungeradzahligen (Dreieck, Fünfeck usw.) gesondert bleiben. Man erhält also bei einem regulären n-Seit, wenn n gerade ist, n Bündelstreifen; es treten aber $2n$-Streifen auf, wenn n ungerade ist. Das gleiche findet statt bei „sandwich"-Doppelkathoden. Nur sind die von den Seiten der ungeradzahligen Doppelpolygone nach außen gehenden Strahlen stets viel matter als die an den Winkelpunkten austretenden Bündel.

Weiter oben war erwähnt worden, daß zwei als Doppelkathode fungierende parallele Nachbardrähte von einem über der Mitte ihres Zwischenraumes angebrachten Schattenobjekt scheinbar drei Schatten werfen. Von diesen Schatten sind zwei in der Tat durch geradlinige Strahlen erzeugt, die von je einem Draht ausgehen; der dritte Schatten aber führt auf eine im freien Gasraum zwischen den beiden Drähten liegende Ausgangsstelle. Obwohl ich schon früh auch andere Erscheinungen beobachtet habe, die ebenfalls auf frei im Raum entspringende Kanalstrahlen schließen lassen, war mir doch lange Zeit das Zustandekommen solcher Strahlen nicht erklärbar. Erst die Entdeckung der Herren Gehrcke und Reichenheim[1]) über den Einfluß des Potentialgefälles auf die Erzeugung von Anodenstrahlen im Gebiete des positiven Lichtes lieferte einen Schlüssel. Eine detailliertere Ableitung, welche anknüpft an die früher von mir beschriebene Erzeugung von neuen Kathodenstrahlen an Kathoden, die in den sogenannten Crookesschen Raum einer anderen Kathode eintauchen[2]), soll bei einer anderen Gelegenheit gegeben werden. Hier sei vorläufig nur in Kürze folgendes bemerkt: Im Anodenlicht gehören zu den auch bei geringstem Gefälle sichtbaren Bündeln von negativen Strahlen, aus denen die positiven Schichten und die Striktionskathodenstrahlen bestehen, wahrscheinlich stets ebenso viele Bündel positive Strahlen, die von denselben Ursprungsstellen, aber in entgegengesetzter Richtung, ausgehen. Genügend stark zur Wahrnehmung werden diese an sich stets vorhandenen Anodenstrahlen aber nur, wenn das erzeugende Potentialgefälle oberhalb gewisser Werte liegt. Im Anodenlicht erzeugen Gehrcke und Reichenheim die erforderliche Höhe des Gefälles künstlich durch kleine Beimengungen zu den untersuchten Gasen. Um die Kathode aber ist bekanntlich in dem ganzen sogenannten Crookesschen Raum ein starkes Gefälle auch in ganz reinen Gasen wirksam. Die gegenseitige Einwirkung zweier Kathoden, von denen die eine im Crookesschen Raume der anderen liegt, erzeugt sekundäre Bänder von Kathodenstrahlen, die ich l. c. als „Lateralstreifen" bezeichnet habe. Durch die Diffusion der Lateralstreifen an den Gasteilchen entstehen im freien Raum tertiäre Strahlen, welche durch die von beiden Kathoden in entgegengesetzter Richtung auf sie wirkenden Abstoßungen in ein fast lineares Bündel oder in ein schmales Band zusammengedrängt werden. Das im Crookesschen Raum auf diese tertiären Bündel wirkende Gefälle ist stark genug, auch die zugehörigen, in entgegengesetzter Richtung sich ausbreitenden positiven Strahlen hell sichtbar zu machen. Dies sind die zwischen den Nachbarkathoden frei im Raum entspringenden rosa Strahlen, die in dem beschriebenen Versuche den dritten Schatten erzeugen.

(Eingegangen 3. September 1910.)

1) E. Gehrcke u. O. Reichenheim, Verh. d. D. Phys. Ges. 10, 217, 1908.

2) E. Goldstein, Wien. Akad. Anz. 1884, S. 32. Bei etwaiger Durchsicht dieser Arbeit bitte ich das Druckfehlerverzeichnis zu berücksichtigen.

Die magnetische Aufspaltung von Absorptionslinien im Zusammenhange mit dem Spektrum der Sonnenflecken.

(Dritte Mitteilung[1]).

(Magnetische splitsing der absorptielijnen in verband met het spectrum der zonnevlekken. — Derde mededeeling.)

Von P. Zeeman und B. Winawer.

Nachweis geneigter Lage der Schwingungen mittels einer Halbwellenlängenplatte.

33. Die Beobachtungen, die wir in unseren beiden voraufgegangenen Mitteilungen veröffentlicht haben, beziehen sich auf das Gebiet zwischen $\vartheta = 90^0$ und $\vartheta = 39^0$ mit Einschluß der beiden Hauptrichtungen. Nunmehr beabsichtigen wir, in diesem dritten, abschließenden

1) Erste Mitteilung: diese Zeitschr. 11, 553, 1910; zweite Mitteilung: diese Zeitschr. 11, 657, 1910.

Teile unserer Arbeit Versuche zu schildern, welche sich auf das verbleibende Gebiet zwischen $\vartheta = 39^0$ und 0^0 beziehen.

Dieses Gebiet erschien deshalb sehr interessant, weil es bei geeigneter Wahl der Bedingungen vermutlich den Lorentzschen Winkel ϑ_1 enthalten würde, welcher die Gebiete des longitudinalen und des transversalen magnetischen Effektes voneinander trennt. Das Hauptziel, das wir im Auge hatten, als wir diesen dritten Teil unserer Untersuchungen in Angriff nahmen, war, den experimentellen Nachweis für das Vorhandensein eines Winkels der erwähnten Art zu erbringen. Wir glauben, unsern Zweck erreicht zu haben.

Ehe wir dazu übergehen, diese Versuche zu beschreiben, wollen wir eine Methode erwähnen, welche zur Bestätigung der Ergebnisse über die geneigte Lage der Schwingungsellipsen der äußeren Komponenten und jener der Schwingungen der inneren Komponenten (Abschnitt **23** bis **31**) dient, jedoch ohne Umkehrung der Stromrichtung im Elektromagnet.

Während in unseren früheren Versuchen der Intensitätsunterschied der Komponenten bei Stromumkehrung den Beweis für die geneigte Lage der Komponenten liefert, beweist die Halbwellenlängenplatte sie ohne weiteres.

Eine Halbwellenlängenplatte, deren eine Hauptrichtung horizontal liegt, und die von einer horizontalen Linie begrenzt wird, wird nahe an die Lichtquelle herangebracht. Von der Lichtquelle ausgehende Schwingungen, welche mit der Kante der Platte einen bestimmten Winkel bilden, sind nach dem Durchlaufen der Platte um das Doppelte dieses Winkels gedreht. Die Platte bedeckt nur die Hälfte des Gesichtsfeldes. Die Richtungen der austretenden Schwingungen bilden mit der horizontalen Kante dieselben Winkel wie zuvor, jedoch nach der entfernteren Seite hin.

Ein Bild der Kante wird auf den Spalt des Spektroskops entworfen; vor den Spalt wird ein Nicol gestellt.

Bei einem unserer Versuche, wo ϑ 39^0 betrug, bildete die Schwingungsebene des Nicols mit der Horizontalen einen Winkel von 35^0. Man sieht nun die magnetischen Komponenten in den beiden Hälften des Gesichtsfeldes ungleich dunkel. Es erschien möglich, die Erscheinung zu photographieren; kleine Änderungen der Dampfdichte, die bei anderen Beobachtungsmethoden möglicherweise Fehler hineinbringen können, sind jetzt ohne Einfluß.

Kehrt man die Stromrichtung um, so ändert sich das Vorzeichen des Intensitätsunterschiedes zwischen den beiden Gesichtsfeldhälften.

Zusammenhang zwischen der Neigung der Ellipsen in besonderen Fällen.

34. Die Richtung des Magnetfeldes und die Fortpflanzungsrichtung des durch die magnetisierte Lichtquelle hindurchgehenden Strahles bestimmen den Sinn der Neigung der Schwingungsellipsen (Abschnitt **24**). Wenn man die Feldrichtung umkehrt, so ändert auch die Neigung der Schwingungsellipsen ihr Vorzeichen. In der Fig. 3 des Abschnitts **24**[1]) ist der durch unsere Versuche festgestellte Zusammenhang zwischen den drei genannten Richtungen wiedergegeben.

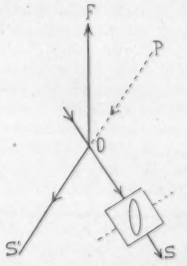


Fig. 6.

Es sei OF (Fig. 6) die magnetische Kraft, und der durch die magnetisierte Flamme O hindurchgehende Strahl schreite in der Richtung von O nach S hin fort. Die Neigung der Ellipsen in diesem Falle ist in Fig. 6 bezeichnet. Die Ebene normal zum Strahl, welche die Ellipse enthält, ist um die gestrichelte Linie gedreht worden, bis sie mit der Zeichnungsebene zusammenfiel.

Wie ist die Neigung, wenn die Lichtquelle von dem Strahl in der Richtung OS' durchlaufen wird?

Diese Frage ist leicht zu beantworten, wenn man die bekannte Methode der reflektierten Bilder anwendet.

Wir denken uns die geometrischen Umrisse aller Dinge, aus denen sich ein gegebenes System zusammensetzt, zugleich mit den physikalischen Vorgängen in dem System, die sich, wie wir annehmen wollen, sämtlich durch geometrische Figuren darstellen lassen, in jedem Augenblick an einer Ebene V reflektiert. Das neue System, das wir durch Reflexion erhalten, und das wir das Bild des ursprünglichen Systems nennen, ist ein mögliches System, sobald das letztgenannte eine objektive Existenz besitzt.

Wenden wir dies auf unsern Versuch an, und ordnen wir (Fig. 7) die Ebene V parallel zu OF und senkrecht zur Ebene der Zeichnung

1) Diese Zeitschr. 11, 659, 1910.

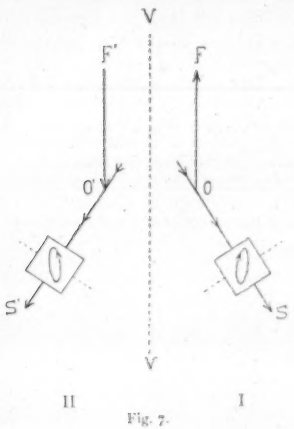


Fig. 7.

an, so erhalten wir aus dem System I das System II.

Das magnetische Feld im zweiten System ist das umgekehrte Bild des Feldes im ersten System. Allerdings müssen wir das Feld, ehe wir sein Bild nehmen, durch die äquivalenten Ampereströme ersetzen.

Demzufolge ist im System II der Pfeil $F'O'$ von F' nach O' gerichtet.

Kehren wir danach das Feld im System II um, so wechselt die Neigung der Ellipse ihr Vorzeichen.

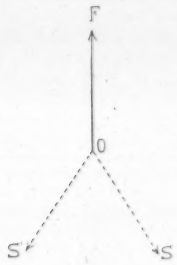


Fig. 8.

Wir schließen somit, daß, wenn OF (Fig. 8) die Richtung des Magnetfeldes ist, die Neigung der großen Achsen der Ellipsen, bei Beobachtung von S aus wie auch von S' aus, immer vom linken unteren zum rechten oberen Quadranten verläuft.

Mit Hilfe eines Savartschen Polariskops konnten wir dies alles experimentell bestätigen.

Zu demselben Schlusse gelangen wir, wenn wir das Versuchsergebnis des Abschnittes **25** in betreff der Neigung der Ellipsen in dem in der Richtung OP ausgesandten Strahle benutzen (s. Fig. 6).

Der enge Zusammenhang, der zwischen Emission und Absorption besteht, setzt uns in den Stand, die Erscheinungen vorauszusagen, die man sieht, wenn das Licht in der Richtung OS' durch die Lichtquelle hindurchgeht (vergl. Abschnitt **43**).

Untersuchung über die Existenz eines Winkels ϑ_1 (Abschnitt **35** bis **45**).

35. Es erscheint möglich, auf verschiedene Weise den experimentellen Beweis für die Existenz eines Winkels ϑ_1 zu erbringen, welcher die Gebiete des longitudinalen und des transversalen Effekts voneinander trennt.

Der direkteste Beweis würde erbracht werden, wenn sich bei einer gewählten magnetischen Kraft die Dichte des Dampfes in solchem Maße verändern ließe, daß schließlich die Richtung der Schwingungen in dem austretenden Strahl unter einem Winkel von 45^0 gegen die Vertikale geneigt wäre. Dann würde man unter dem Winkel ϑ_1 selbst beobachten, und die Werte der Dichte (Breite) und der magnetischen Feldstärke würden die entsprechenden sein. Die Verfolgung dieses Planes läßt indessen ernste Schwierigkeiten erwachsen.

Die Bedeutung und die Eigentümlichkeit des Winkels ϑ_1 werden indessen auch klar, wenn es gelingt, das Vorhandensein der charakteristischen Erscheinungen festzustellen, die nur bei einer Beobachtungsrichtung zu beobachten sind, die mit den Kraftlinien einen Winkel bildet, der zwischen 0^0 und ϑ_1 liegt. Wir haben dieses theoretische Ergebnis experimentell bestätigt.

Wir haben zu jeder der beiden genannten Gruppen von Versuchen viele Versuche ausgeführt und wollen von jeder Gruppe ein paar Beispiele geben.

36. Beobachtungen bei $\vartheta = 32^0$. Wir ließen Kegel aus weichem Eisen mit einem Scheitelhalbwinkel von 32^0 anfertigen und befestigten sie an einem Elektromagnet nach Du Bois. Die magnetische Feldstärke erwies sich als ausreichend, um den Charakter der Auflösung im Spektrum erster Ordnung eines Rowlandschen Gitters festzustellen.

Wir beobachteten besonders die mittleren Komponenten. Es ist leicht festzustellen, daß die Schwingungen dieser Komponenten von der Horizontalen abweichen. Um eine Neigung von

45^0 nachzuweisen, schalteten wir eine senkrecht zur Achse geschnittene Quarzplatte von genau 2 mm Dicke in den Strahlengang ein. Diese Platte dreht die Polarisationsebene für Natriumlicht um $2 \times 21{,}7 = 43{,}4^0$. Schwingungen unter dem Azimut 45^0 werden nach dem Durchlaufen der Platte entweder horizontal oder vertikal.

Zwischen die Platte und den Spektroskopspalt schalteten wir ein Kalkspathromboeder ein, und nahe an die Lichtquelle setzten wir einen horizontalen Spalt; nunmehr werden auf dem Spalt zwei aneinanderstoßende horizontale Bilder des Spaltes erzeugt. Das eine Bild enthält die vertikalen, das andere die horizontalen Bestandteile des Strahlenbündels.

Die mittleren Komponenten, die unter dem betrachteten Winkel ϑ ziemlich schwach sind, sind, je nach der Stromrichtung, entweder nur in dem oberen oder nur in dem unteren der beiden Streifen sichtbar, wenn man die Dichte des Dampfes passend wählt.

Dieser Versuch beweist indessen nicht endgültig, daß die mittleren Komponenten unter einem Winkel von 45^0 gegen die Vertikale schwingen können. Man muß die ziemlich beschränkte Empfindlichkeit der Methode berücksichtigen.

Der Versuch beweist sicher, daß die Schwingungen gegen die Horizontale geneigt sind, und zwar unter einem Winkel von vielleicht 20^0 oder 30^0.

Eine Beobachtung mit dem Kalkspathromboeder allein, nach Entfernung der Quarzplatte, lehrt, daß die Schwingungen nicht unter 45^0 ausgeführt werden. Es zeigt sich jetzt ein Unterschied zwischen dem oberen und dem unteren Bilde. Das würde unmöglich sein, wenn die Neigung der Schwingungen 45^0 betragen würde. Der Intensitätsunterschied zwischen den beiden Streifen nimmt mit zunehmender Dichte des Dampfes ab.

Alle Versuche, die wir zu dem Zwecke anstellten, die Neigung genauer zu messen, lieferten keine entscheidenden Ergebnisse. Die geringe Intensität der mittleren Komponenten, die schwache Trennung (die gerade nach der Theorie für die in Rede stehenden Beobachtungen erforderlich ist), die Störung durch die Nähe der äußeren Komponenten, sowie auch der Umstand, daß die Schwingungen vermutlich ein wenig elliptisch werden, alle diese Faktoren erklären die Schwierigkeit der Messungen.

Wir haben das emittierte Licht auch ohne Zuhilfenahme des Spektroskops, nur mit einem Savartschen Polariskop, untersucht; das emittierte Licht schien nahezu unpolarisiert zu sein. Die Streifen im Polariskop waren sehr schwach. Das rührt offensichtlich daher, daß das Licht gleiche Anteile rechtsläufig und linksläufig nahezu zirkular polarisierten Lichtes enthält; die Intensität des Lichtes der mittleren Komponenten ist verhältnismäßig sehr gering und daher in der resultierenden Gesamtintensität kaum wahrnehmbar.

Die Unschärfe der Streifen machte nur ungenaue Bestimmungen der Lage der Polarisationsebene möglich. Wir fanden eine Neigung von 42^0 gegen die Vertikale.

37. Die Methode des ungleichförmigen Feldes[1]) schien die Möglichkeit zu eröffnen, die dem ϑ_1 entsprechende Feldstärke bei gegebener Dichte des Dampfes (d. h. bei gegebener Breite der Spektrallinie) direkt abzulesen. Bei $\vartheta = 39^0$ wurde ein verkleinertes Bild der Kegel des Elektromagnets auf die Spaltplatte des Spektroskops entworfen. Die magnetische Aufspaltung ist in verschiedenen Höhen verschieden, und man sieht im Spektroskop die spindelförmige Auflösungsfigur, von der bei einer früheren Gelegenheit eine Photographie mitgeteilt worden ist. Man sieht aber jetzt, da der inverse Effekt betrachtet wird, ziemlich dunkle Linien auf einem leuchtenden Hintergrunde. Ein Nicol, dessen Schwingungsebene unter 45^0 gegen die Horizontale geneigt ist, wird vor den Spalt gesetzt. Wenn die Schwingungen irgendwo in den zerlegten Linien unter 45^0 erfolgen, so müssen an einer solchen Stelle die Komponenten schwarz werden. Die dem erwähnten Teile der Komponenten zugehörige Breite und Feldstärke entsprechen einem Werte von ϑ_1 gleich 39^0.

Wir erhielten indessen mit Hilfe dieser Methode, die wir bei verschiedenen Dichten des Dampfes versuchten, kein klares Ergebnis.

Die Änderung des Polarisationszustandes in der Auflösungsfigur erfolgt anscheinend zu allmählich, um die Existenz von ϑ_1 durch direkte Beobachtung zu beweisen.

Unsere folgenden Versuche (Abschnitt **38** bis **45**) scheinen allerdings keinen Zweifel hinsichtlich der realen Existenz eines solchen Winkels übrig zu lassen.

38. Um die Beobachtungen auf noch kleinere Winkel ϑ auszudehnen, benutzten wir zu allen folgenden Beobachtungen das Spektrum zweiter Ordnung des großen Rowlandschen Gitters. Die Helligkeit ist noch reichlich genügend, und man sieht mehr Einzelheiten. Selbst bei Kegeln mit einem Halbwinkel von 26^0 an den Scheiteln, kann man jetzt die charakteristischen Erscheinungen mit Erfolg beobachten. Bei Dampf von mittlerer Dichte (**10**) sind jetzt nur die äußeren

1) Zeeman, Amsterdam Proc., April 1905, November 1907.

Komponenten des Quartetts und des Sextetts zu sehen, und die Erscheinung ähnelt sehr dem reinen longitudinalen Effekt. Mittlere Komponenten treten erst nach starker Erhöhung der Dichte auf. Die Natur dieser Komponenten scheint sich indessen verändert zu haben (**39**); das wird durch eine Prüfung ihres Polarisationszustandes dargetan.

Dieser letztere läßt sich leichter feststellen, wenn die Komponenten weiter getrennt sind. Das ist der Fall bei den Versuchen, die im nächsten Abschnitt beschrieben werden sollen; wir ziehen es deshalb vor, einige Einzelheiten über die Beobachtungen mitzuteilen, die wir mit der wirksameren Anordnung angestellt haben.

39. Man kann einen noch kleineren Winkel zwischen der Richtung des Strahles und jener des Feldes verwenden und außerdem weitere Trennung erhalten als im Abschnitt **38**, wenn man durch axiale Bohrungen hindurchsieht und den Strahl im Felde mittels zweier kleiner Prismen ablenkt. Eine Bemerkung des Herrn Professor Wertheim-Salomonson veranlaßte uns, es einmal mit Prismen zu versuchen.

Figur 9 läßt die Anordnung für $\vartheta = 16^0$ erkennen.

Die Prismen sind an Kupferröhren befestigt, die in die durchbohrten Kegel eines Du Boisschen Elektromagnets eingesetzt sind und um ihre Achsen gedreht werden können. Es ist daher möglich, die Parallelität der Ebenen der Prismen zu justieren und die Kanten vertikal einzustellen.

Ein Nachteil, der dieser Methode anhaftet, ist der, daß sich nach einiger Zeit die Innenflächen der Prismen mit einem weißen Niederschlage bedecken. Bei sehr dichtem Dampf ist diese Unbequemlichkeit recht störend.

Unmittelbar nach dem Einbringen der Flamme in den Luftschlitz schlägt sich Wasserdampf auf den Prismen nieder; er verschwindet indessen bald, wenn die Temperatur der Prismen gestiegen ist. Um die Gefahr des Springens zu vermeiden, sind die Prismen in einigem Abstande von den Endflächen der Kegel angeordnet.

Selbst bei sehr dichtem Dampfe (dritte Phase des Abschnitts **10**, wo das Feld von der Größenordnung 20000 Gauß war), ähnelt die Erscheinung sehr dem reinen longitudinalen Effekt. Es ist keine Spur von mittleren Komponenten zu sehen.

Nachdem jedoch die Dichte des Dampfes bis zu der Grenze gesteigert worden war, die man erreichen kann, wenn man einen mit geschmolzenem Salz beschickten Glasstab in die Knallgasflamme einführt, traten in der Nähe von D_1 zwei neue schwarze Linien auf. Sie waren deutlich gegen den ziemlich dunklen Hintergrund zu sehen, den die verbreiterten äußeren Komponenten bildeten.

Diese neuen Linien, welche dieselbe Periode haben wie die mittleren Komponenten, sind unpolarisiert (siehe Abschnitt **40**—**43**).

40. Wir sind zu diesem Schlusse gelangt, nachdem wir vergeblich versucht hatten, irgendeine Spur von Polarisationserscheinungen der neuen Komponenten zu entdecken.

Zunächst ergab die Drehung eines vor den Spektroskopspalt gesetzten Nicols keine Änderung der Intensität der Linien; nur der Hintergrund, der von den nahezu, aber nicht genau, zirkular polarisierten äußeren Komponenten gebildet wird, wurde ein wenig verändert.

41. Nach Fortnahme des Nicols schalteten

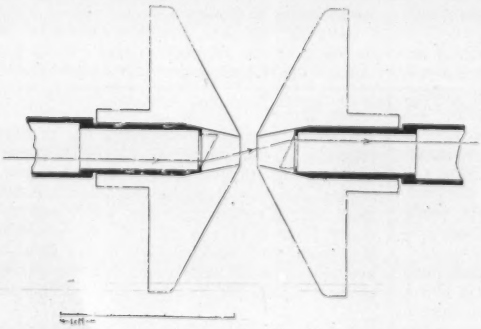


Fig. 9.

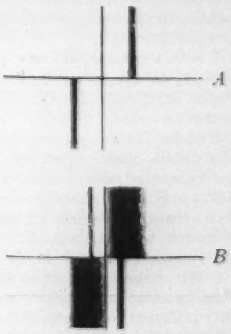


Fig. 10.

wir eine Viertelwellenlängenplatte in den Strahlengang so ein, daß ihre Hauptrichtung unter 45^0 geneigt war, und setzten einen breiten horizontalen Spalt in die Nähe des Feldes. Mittels eines Kalkspatrhomboeders erhält man zwei Streifen, welche die entgegengesetzt zirkular polarisierten Schwingungen voneinander scheiden.

Für Dampf von mittlerer Dichte zeigt Figur 10^A das Aussehen von D_1. Die vertikale Linie stellt die vom Bogenlicht herrührende umgekehrte Linie dar.

Bei sehr dichtem Dampf erhalten wir die in Figur 10^B dargestellte Erscheinung. Es erscheinen neue Komponenten in den anfänglich hellen Teilen des Gesichtsfeldes.

Die Lagen der neuen Komponenten entsprechen denen der inneren Komponenten des Quartetts, wenigstens, soweit es sich bei Beobachtung mit dem Auge beurteilen läßt. Diese Beobachtung wird durch Messungen an einem Photogramm bestätigt, das, wie wir zugestehen müssen, nur mäßig gut ist.

Hinsichtlich der Polarisation der neuen Linien mögen ein paar Bemerkungen Platz finden. Aus einer Betrachtung der Figur 10^B allein könnte man auf eine zirkulare Polarisation der inneren Komponenten mit einem jener der äußeren entgegengesetzten Vorzeichen schließen.

Man könnte versucht sein, zu folgern, daß unter den Versuchsbedingungen die inneren Komponenten von der Bewegung positiver Ladungen herrühren.

Eine Erörterung über den Grad der Wahrscheinlichkeit einer solchen Folgerung ist nicht nötig, da sie durch die nächste Beobachtung widerlegt wird.

41. Wenn man die Viertelwellenlängenplatte in ihrer eigenen Ebene so dreht, daß sich die Hauptrichtung der horizontalen Lage mehr und mehr nähert, so nimmt die Intensität der äußeren Komponenten ab. Die inneren Komponenten, die zunächst in zweien der Quadranten unsichtbar sind, weil sie ganz durch die schwarzen, breiten äußeren Komponenten verdeckt werden, sind schon bald als kontinuierliche Banden zu sehen, welche die horizontale Trennungslinie unter rechten Winkeln kreuzen.

Wenn schließlich die Hauptrichtung der Viertelwellenlängenplatte horizontal geworden ist, so besteht, soweit die inneren Komponenten in Betracht kommen, keinerlei Unterschied zwischen den oberen und den unteren Feldern, und, soweit die äußeren Komponenten in Betracht kommen, nur ein sehr geringer Unterschied dieser Art.

42. Aus den Beobachtungen, die wir in den Abschnitten **40** und **41** verzeichnet haben, können wir nicht umhin zu folgern, daß unter den Versuchsbedingungen die inneren Komponenten des neuen Quartetts unpolarisiert sind.

Dieses Ergebnis erscheint paradox, denn man hat sich heutzutage daran gewöhnt, die Polarisation aller magnetisch zerlegten und verschobenen Linien zu erwarten.

Das Ergebnis scheint indessen in vollkommener Übereinstimmung mit der Theorie zu stehen, wenigstens, wenn es zulässig ist, auf die mittleren Komponenten des Quartetts die theoretische Folgerung anzuwenden, die man für die mittlere Komponente des Tripletts gezogen hat.

Lorentz hat bewiesen, daß für den Fall eines Tripletts bei einer Frequenz $n = n_0$ und für $\vartheta < \vartheta_1$ zwei entgegengesetzt elliptisch polarisierte Strahlen durchgelassen werden können, die denselben Absorptionsindex aber ungleiche Fortpflanzungsgeschwindigkeiten haben. Die charakteristischen Schwingungsellipsen sind für beide Strahlen dieselben, werden aber in entgegengesetzten Richtungen durchlaufen (siehe auch oben, Abschnitt **21**).

Da die Absorptionsindizes beider Strahlen gleich sind, so können wir erwarten, daß unter den erwähnten Verhältnissen ein magnetisierter Dampf in einem kontinuierlichen, unpolarisierten Spektrum nur unpolarisierte Absorptionslinien hervorrufen kann.

43. Die im Abschnitt **34** erwähnte Betrachtung des reflektierten Bildes eines Systems haben wir zu dem Zwecke angestellt, zu zeigen, daß die Neigung der Ellipsen von einem Vorzeichenwechsel des Winkels zwischen der Kraftlinie und dem Strahl unbeeinflußt bleibt.

44. Quartett für den Fall $\vartheta = 0$.

Durch noch weiter fortgesetzte Steigerung der für den im Abschnitt **42** beschriebenen Versuch erforderlichen Dichte des Dampfes waren wir imstande, auch in der Richtung $\vartheta = 0$ die beiden unpolarisierten Linien zu beobachten, die den inneren Komponenten des Quartetts entsprechen. Die äußeren Komponenten sind dann jedoch äußerst verwaschen geworden.

Es ist sicherlich bemerkenswert, daß die beiden neuen Komponenten noch verhältnismäßig schmal sind. Der theoretische Grund für diese Eigentümlichkeit der Erscheinung muß noch durchgearbeitet werden.

Es steht indessen im Einklang mit der Theorie — immer unter der Voraussetzung, daß diese unmittelbar für das Quartett gilt —, daß die Dichte des Dampfes für $\vartheta = 0^0$ jene für $\vartheta = 16^0$ übersteigen muß, damit die neuen Linien sichtbar werden. Nach den Formeln (42) und (26) der oben im Abschnitt **1** ange-

führten Arbeiten von Lorentz[1]) nimmt allerdings der Absorptionsindex mit abnehmendem ϑ ab.

Die Versuche der Abschnitte **38** bis **42** scheinen den bündigen Beweis für die tatsächliche Existenz eines Winkels ϑ_1 zu erbringen.

Erscheinungen von der Art, wie wir sie in den letzten Abschnitten beschrieben haben, sind in der Tat nur in einem Gebiete zwischen ϑ_1 und 0^0 zu erwarten.

Die experimentelle Bestätigung der oben im Abschnitt **22** formulierten Folgerungen von Lorentz liefert einen neuen Beweis für den rationalen Zusammenhang, den die Voigtsche Theorie des inversen magnetischen Effektes zwischen verschiedenen Erscheinungen aufstellt.

Eine genauere Messung des ϑ_1, der Dichte des Dampfes und der gewählten Feldstärke müssen wir verschieben.

45. Den neuen Typus magnetischer Aufspaltung, bei dem einige Komponenten polarisiert, die anderen unpolarisiert sind, und der bei abnehmender Dichte des Dampfes in die gewöhnliche Aufspaltung übergeht, vermochten wir auch bei der Linie D_2 zu beobachten. Da die Dichte des Dampfes bei dem vorliegenden Versuch groß sein muß, so sind die Wirkungen, die man an D_2 beobachtet, das in ein Pseudotriplett zerlegt wird, weniger deutlich und charakteristisch als bei D_1. Wir haben uns daher bei der eingehenden Beschreibung unserer Beobachtungen auf den Fall der Linie D_1 beschränkt.

1) H. A. Lorentz, Amsterdam Proc. **12**, 321, 1909. (Nach den Korrekturbogen von Amsterdam Proc. **13**, 162—171, 1910 aus dem Englischen übersetzt von Maxl klé.)

(Eingegangen 1. Oktober 1910.)

Eine neue Methode zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen nach dem Prinzip der Stoßerregung.

Von Br. Glatzel.

(Erste Mitteilung.)

Von M. Wien[1]) ist nachgewiesen worden, daß man mit kurzen Funkenstrecken von 0,1 bis 0,3 mm eine sehr starke Dämpfung der im primären Oszillationskreise erzeugten Schwingungen herbeiführen kann. Ist mit einem solchen primären Kreise ein zweiter Schwingungskreis gekoppelt, auf welchen die primäre Energie übertragen wird, so kann infolge des sehr schnellen Abklingens der Schwingungen im Primärkreise und der dadurch bewirkten Öffnung desselben die nach dem Kreise II übertragene Energie nicht mehr nach Kreis I zurückströmen. Es können sich nicht, wie bei längeren Luftfunkenstrecken, Schwebungen der Energie zwischen beiden Kreisen ausbilden, sondern die gesamte nach II übertragene Energie schwingt in diesem letzteren in Form einer Schwingung aus, deren Dämpfung lediglich von der Eigendämpfung dieses Kreises abhängig ist und durch entsprechenden Bau seiner Elemente außerordentlich klein erhalten werden kann. Dieses Prinzip der Wienschen sogenannten „Stoßerregung" von Schwingungskreisen ist seit einiger Zeit auch in der Praxis der Funkentelegraphie mit großem Erfolge verwertet worden. Hierbei hat sich dann ergeben, daß man eine Stoßerregung mit den Wienschen Löschfunkenstrecken nur bis zu einer Koppelung von maximal 20 Proz. zwischen zwei Schwingungskreisen erzielen kann. — Für die Praxis stellt diese Zahl 20 Proz. einen Durchschnittswert dar, welcher je nach Art der Antenne ein etwas verschiedener ist. — Geht man über diesen Koppelungswert hinaus, so zeigt sich, daß in den beiden Kreisen außer der Eigenschwingung des Kreises II auch die beiden Koppelungswellen auftreten, und zwar um so stärker, je enger die Koppelung ist. Reine Stoßerregung kann also bei Koppelungen über 20 Proz. mit der Wienschen Funkenstrecke, wie sie z. B. die Telefunken-Gesellschaft ausführt, nicht erzielt werden. Ähnlich, jedoch günstiger hinsichtlich der Koppelung liegen die Verhältnisse bei den Gleichstromfunkenstrecken mit Papierzwischenlagen nach v. Lepel, welcher wohl als erster den Wert derartiger Funkenstrecken[1]) für die praktische Radiotelegraphie erkannt hat.

Die durch Verwendung solcher Löschfunkenstrecken erzielte Steigerung der günstigsten Koppelung auf etwa 20 Proz. bedeutet nun gegenüber der früher bei gewöhnlichen Luftfunkenstrecken anwendbaren günstigsten Koppelung von etwa 4 Proz. schon einen beträchtlichen Fortschritt. Gleichwohl wäre es aber wünschenswert, Funkenstrecken für Stoßerregung zu haben, welche wesentlich höhere Koppelungen zulassen, ohne in ihrer Wirkungsweise Einbuße zu erleiden.

Bei den Wienschen Löschfunkenstrecken ist man, um eine möglichst große Funkendämpfung zu erhalten, von dem Gesichtspunkte ausgegangen, die durch die Entladung in der Funkenstrecke erzeugten leitenden Ionen möglichst schnell zu kondensieren. Als ein hierfür besonders geeignetes Mittel wird starke Kühlung der Elektroden-

1) M. Wien, diese Zeitschr. **7**, 871, 1906; Ann. d. Phys. (4) **25**, 625, 1908.

1) Inzwischen ist eine Arbeit von H. Rein, diese Zeitschr. 11, 591, 1910, erschienen, in welcher recht günstige Resultate mit Gleichstromfunkenstrecken, insbesondere für Tonsender mitgeteilt werden.

flächen empfohlen, die entweder durch Anordnung in einem die Wärme schnell ableitenden Gase, z. B. Wasserstoff[1]), oder durch Anbringung großer Metallmassen möglichst aus Silber an den Elektroden erreicht wird, letzteres z. B. bei den Plattenfunkenstrecken der Telefunken-Gesellschaft[2]). Im Gegensatz dazu benutzt man bei den zuerst von Rendahl für den gleichen Zweck angegebenen Quecksilberfunkenstrecken das außerordentlich schnelle Verschwinden der gebildeten Hg-Ionen unterhalb einer gewissen Elektrodentemperatur. Derartige Quecksilberfunkenstrecken wirken hinsichtlich der Stoßerregung noch günstiger als die Plattenfunkenstrecken, jedoch bieten sie in bezug auf praktische Verwendung wegen der geringen Haltbarkeit außerordentlich große Schwierigkeiten. Hierher gehört auch die kürzlich von Wien angegebene Methode der Löschwiderstände[3]). Es schien mir nun noch ein anderer Weg gangbar zu sein, um die Funkenstrecke schnell nichtleitend zu machen, und zwar ging ich dabei von der Überlegung aus, daß es vielleicht möglich sei, die gebildeten Metallionen durch chemische Bindung aus der Funkenstrecke zu entfernen. Maßgebend für diesen Gedanken waren Beobachtungen an Wasserstoffunkenstrecken, welche im folgenden kurz beschrieben werden sollen. Die benutzten Bezeichnungen sind aus der Fig. 1[4]) ersichtlich, welche gleichzeitig die gesamte Meßanordnung darstellt.

Zunächst wurde die Erscheinung des Wechselstromlichtbogens in Wasserstoff für drahtförmige Nickelelektroden von 2 mm und 1 mm Durchmesser ohne angeschlossenen Schwingungskreis in Abhängigkeit von der Sekundärstromstärke J_S des Induktors untersucht. Diese an sich bekannte Entladungserscheinung hat anfangs das Aussehen eines rötlichen Lichtbogens. Steigert man die Stromstärke J_S, so wird der Lichtbogen immer schmäler, während sich die Elektroden mit einem rötlichen Glimmlicht überziehen. Von einer gewissen Stromstärke ab verschwindet der Lichtbogen vollkommen; es ist zwischen den Elektroden keinerlei Entladung mehr zu beobachten, der Zwischenraum ist vollkommen dunkel, während die Elektroden mit einer Glimmlichthülle überzogen sind. Schaltet man nun parallel zur Funkenstrecke ein aus Selbstinduktion und Kapazität gebildetes schwingungsfähiges System, so erhält man eine wesentlich andere Entladungserscheinung. Längs der Elektroden laufen lange Gleitfunken entlang, welche mit steigender Stromstärke immer zahlreicher und länger werden. Bei weiterer Erhöhung der Stromstärke setzt dann an den Elektroden eine Glimmentladung ein, welche die Drähte mit einem rötlichen bis bläulichen Glimmlicht überzieht, durch welches einzelne rötliche Gleitfunken hindurchlaufen. Bei noch größerer Stromstärke hören die Gleitfunken ganz auf; es ist nur noch Glimmlicht vorhanden. Die Gleitfunkenerscheinung erhält man bei den verschiedenen Metallen verschieden stark. Bei einzelnen, wie z. B. beim Aluminium und Magnesium, ist sie nicht zu beobachten. Hier spielt sich auch bei starkem Strom J_S der Entladungsvorgang lediglich zwischen und nicht an den Elektroden ab.

Je nach der Art der oben beschriebenen Entladungserscheinung ändert sich nun auch der Verlauf der in dem Kapazitätskreise erzeugten Schwingungen. Solange der Funken zwischen den Elektroden überspringt oder sich in Form einer an den Elektroden entlang gleitenden Entladung ausbildet, ist er imstande, Schwingungen zu erzeugen bzw. zu unterhalten. Er ist aktiv. In dem Augenblick aber, wo die Entladungserscheinung vollkommen in das Glimmlicht übergegangen ist, hört jegliche Schwingungserzeugung auf. Das Einsetzen dieser reinen Glimmentladung und damit das Aufhören der Oszillationen ist dabei von einer ganz bestimmten Stromstärke J_S im Sekundärkreise des Induktors — man kann sie auch als Kurzschlußstromstärke in der Sekundärwickelung bezeichnen — abhängig. Erst von einem ganz bestimmten Werte J_S an setzen die Oszillationen aus. Unterhalb dieses Grenzwertes erhält man Oszillationen.

Hierbei dürfte weniger der Strom J_S selbst als vielmehr seine sekundären Wirkungen, nämlich die durch ihn hervorgerufene Temperaturerhöhung der Elektroden, das Maßgebende sein. Überschreitet die Temperatur einen gewissen Wert, so schlägt die Entladung in das reine Glimmlicht um. Ist der Strom J_S so einreguliert, daß sich die Funkenstrecke nahe dem Umschlagspunkt befindet, so wird schon die im Augenblick des Einsetzens der oszillierenden Entladung auftretende Temperaturerhöhung sofort den Umschlag ins Glimmlicht und damit ein Vernichten der Oszillationen zur Folge haben. Bei kleinerem J_S werden erst einige Perioden vergehen, bis die Oszillationsstromstärke die erforderliche Temperaturänderung an den Elektroden hervorgebracht hat. Je kleiner J_S ist, um so länger wird es dauern, bis der Umschlag erfolgt. Ist J_S zu niedrig, so wird unter Umständen der Umschlagspunkt überhaupt nicht erreicht. Für den Ablauf der Schwingungen im Primärkreise bedeutet dies, daß sich bei kleinem J_S Oszillationen aus-

1) Espinosa de los Monteros, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. I, 480, 1908.
2) Arco, ebenda 2, 578, 1909.
3) M. Wien, diese Zeitschr. II, 76, 1910.
4) Die Figuren zu diesem und den beiden folgenden Artikeln befinden sich auf den Tafeln XXII—XXIII.

bilden, deren Zahl mit steigendem J_S immer kleiner wird, bis kurz vor dem kritischen Wert von J_S keine Oszillationen mehr auftreten, d. h. also reine Stoßwirkung vorhanden ist. Die vorstehenden Betrachtungen gelten sowohl für Gleichstrom wie auch für Wechselstrom, wobei man letzteren als einen variablen Gleichstrom auffassen kann. Fig. 2 gibt ein schematisches Bild der sich auf Grund obiger Anschauungen bei Betrieb mit Wechselstrom in der Funkenstrecke abspielenden Vorgänge, welche an der Hand der Figur nochmals kurz erläutert werden sollen. Den einzelnen Momentanwerten 1, 2, 3, 4 des Ladewechselstromes entsprechen in der Funkenstrecke vier verschieden starke Glimmlichtstromstärken, und zwar möge bei 4 der kritische Umschlagspunkt bereits überschritten sein. Wenn nun die oszillierende Entladung der Kondensatoren einsetzt, so wird die Dauer des Funkens in 1 am längsten und in 3 am kürzesten sein, während in 4 sich überhaupt keine Oszillationen mehr ausbilden können; die Stoßerregung wird also von 1 nach 3 immer besser.

Je günstiger aber die Stoßerregung ist, um so mehr Energie wird dem Kreise I, sofern die Koppelung eng gewählt ist (etwa 50 Proz.), entzogen, da mit reiner werdender Stoßerregung der jeweils günstigste Wert der Koppelung sich immer mehr dem eingestellten nähert. Es werden infolgedessen auch die Amplituden der Schwingungen von 1 bis 3 entsprechend der gesteigerten Energieentziehung abnehmen müssen.

Um diese Anschauung möglichst einwandfrei prüfen zu können, benutzte ich einen Glimmlichtoszillographen und stellte die Funkenstrecke so ein, daß während einer Viertelperiode des Induktorwechselstromes mehrere (3) Funken auftraten. Gleichzeitig wurde mit Kreis I sehr eng ein zweiter Kreis gekoppelt. Fig. 3 stellt die erhaltene Glimmlichtaufnahme dar, wobei zu bemerken ist, daß man infolge der ganzen Anordnung des Oszillographen nur durch einen Zufall gerade 3 zusammengehörige Aufnahmen auf einer Platte erhalten kann[1]). Viele andere Aufnahmen zeigten wohl auch einzelne Teile der Erscheinung[2]), jedoch nicht alles in gleich günstiger Weise. Das Zeitintervall $^1/_{3000}$ Sek., innerhalb dessen sich die drei Funken auf der Platte abspielen, ist aus der Umdrehungszahl des Oszillographenmotors berechnet. Gleichzeitig ist die Zeit für eine Viertelperiode des ladenden Wechselstromes, $^1/_{2000}$ Sek., angegeben. Diese Aufnahme bestätigt durchaus den oben abgeleiteten Verlauf der Entladungserscheinung.

Will man nun dauernd gute Stoßerregung erzielen, so wird es sich nach den obigen Ausführungen empfehlen, einen Wechselstrom von der in Fig. 8 gekennzeichneten Kurvenform anzuwenden, und zwar ist der Maximalwert des Wechselstromes so zu wählen, daß er etwas unterhalb der kritischen Glimmlichtstromstärke J_S liegt. Bei einer derartigen Anordnung könnte man dann auch mit den erzeugten schwach gedämpften Wellen durch die in gleichen Zeitabständen aufeinander folgenden gleich starken Funken (Fig. 4) einen guten Ton in den Empfangsapparaten herstellen, wie er unter anderen z. B. auch von der Telefunken-Gesellschaft bei ihren Stationen benutzt wird. Hat der Wechselstrom nicht die angegebene Kurvenform, so wird man zweckmäßiger den Ton nur durch einen Funken pro Halbperiode und Verwendung von hochperiodischem Wechselstrom, 500 bis 600 Perioden, erzeugen. Ist dann der Maximalwert des Wechselstromes gerade auf den kritischen Wert der Glimmlichtstromstärke und die Zahl der Funken auf 1 pro Halbperiode einreguliert, so erhält man Schwingungen mit reinem Ton und reiner Stoßerregung. Fig. 5, welche ebenfalls mit dem Glimmlichtoszillographen und Wasserstoffunkenstrecke bei etwa 40 Proz. Koppelung unter Benutzung einer Wechselstrommaschine von 600 Perioden aufgenommen ist, stellt den Fall eines reinen, Fig. 6 den eines unreinen Tones infolge mehrerer Funken pro Halbperiode dar. Bei all diesen Versuchen wurden drahtförmige Elektroden von 2 mm Durchmesser benutzt. Die Elektrodenformen sind hierbei insofern von Bedeutung, als sie die Ausbildung von Glimmlicht möglichst begünstigen müssen. Bei einander gegenüberstehenden Platten, wie sie z. B. die Telefunken-Gesellschaft anwendet, war die Erscheinung kaum zu erwarten, um so mehr dagegen bei drahtförmigen Elektroden, und daher wurden auch zunächst nur solche bei den weiteren Versuchen verwendet.

Nachstehend sollen nun in Ergänzung zu den Versuchen mit dem Glimmlichtoszillographen noch einige vorläufige Versuchsreihen für Nickel- und Aluminiumelektroden von 2 mm Durchmesser in Wasserstoff mitgeteilt werden, welche gleichfalls die früher über die Stoßerregung entwickelte Anschauung bestätigen und gleichzeitig noch einige Ergänzungen hinsichtlich der Abhängigkeit der kritischen Stromstärke von Funkenlänge, Kapazität und Elektrodenmaterial bieten. Der ganze Verlauf der Erscheinung wird durch die Kurven der Fig. 7 übersichtlich dargestellt.

Beobachtet wurden J_S, Strom J_1 und Spannung E_1 an der Funkenstrecke sowie die Energie

1) Die Numerierung der einzelnen Funken ist die gleiche wie in Fig. 2. Der Funken 1 liegt in Wirklichkeit links von Funken 2.

2) Vgl. auch Fig. 6 (unreiner Ton, mehrere Funken pro Halbperiode).

A_3 im Kreise III, welcher dauernd auf die Eigenwelle des Kreises II eingestellt war. Aus der Energie A_2 im zweiten Kreise und A_3 ergibt sich als Maßstab für die Güte der Stoßerregung $\eta_S = \frac{A_3}{A_2}$. Die Koppelungsverhältnisse sämtlicher Kreise wurden dabei während der ganzen Meßreihe konstant gehalten. Aus J_1 und E_1 berechnet sich der scheinbare Oszillationswiderstand der Funkenstrecke. Sämtliche Größen sind in Abhängigkeit von J_S aufgetragen. Die Kurven für *Ni* zeigen deutlich die bereits erwähnte Umschlagszone, welche dadurch gekennzeichnet ist, daß hinter ihr die Stromstärke J_1 stark abnimmt, gleichzeitig aber auch die Güte der Stoßerregung $[A_3 = f(J_S),\ \eta_S = f(J_S)]$ beträchtlich zunimmt. Der Umschlag erfolgt dabei in dem Augenblick, in welchem an den Elektroden die Gleitfunkenerscheinung auftritt. Im Gegensatz zu diesem Verlauf der *Ni*-Charakteristiken besitzen diejenigen für *Al* keine Umschlagszone, und dementsprechend war an ihnen auch nur eine sehr schlechte Stoßerregung zu beobachten. Es sind eben hier die Bedingungen für eine chemische Bindung der aus den Elektroden herausgeschleuderten Metallionen nicht gegeben.

Ähnlich wie *Al* verhalten sich *Cd* und *Mg*. Auch bei diesen kann man Stoßerregung lediglich durch das Einbetten in Wasserstoff nicht herbeiführen.

Diese Versuche beweisen, daß bei Wasserstoff-Funkenstrecken die kühlende Wirkung des Gases allein keineswegs zur Erzielung der Löschwirkung genügt; im Gegenteil scheint mir die Wärmeleitfähigkeit des Gases eine ziemlich untergeordnete Rolle zu spielen, ebenso wie auch die verschiedene Wärmeleitfähigkeit der einzelnen Elektrodenmetalle. Ich glaube vielmehr aus meinen bisherigen Versuchen folgern zu müssen, daß die beobachtete günstige Wirkung des Wasserstoffs tatsächlich ihren Grund darin hat, daß die Metallionen sofort nach Entstehung an den Elektroden, vielleicht in Form von Wasserstoffverbindungen, wieder gebunden und so aus der Funkenstrecke entfernt werden. Für diesen Prozeß ist eine bestimmte Temperatur erforderlich und diese wird bei der benutzten Betriebsanordnung der Funkenstrecke durch Einregulierung der richtigen Stromstärke J_S herbeigeführt. Der gleiche Erfolg dürfte aber wohl auch durch andere geeignete Mittel erreichbar sein. Jedenfalls zeigte sich bei den zahlreichen Versuchen, daß diejenigen Metalle, von denen bisher schon Wasserstoffverbindungen bekannt sind, wie z. B. die Metalle der Eisengruppe, auch bei verhältnismäßig schlechter Wärmeleitfähigkeit doch gute Löschwirkung geben.

Ist nun, wie aus den bisherigen Versuchen zu folgen scheint, tatsächlich die Temperatur, in der verwendeten Versuchsanordnung im wesentlichen bestimmt durch J_S, das Maßgebende, so muß die Güte der Stoßerregung auch nahezu unabhängig von der Größe der Kapazität des Primärkreises sein, was nach Tabelle 1 tatsächlich auch der Fall ist.

Tabelle 1.

C cm	J_S	E_1	J_1	η_S	k
11300	0,034	1050	2,5	89 Proz.	39 Proz.
3540	0,036	1000	1,4	92 „	54 „
1275	0,035	1100	1,0	100 „	54 „

Funkenlänge $a = 1$ mm.

Dieses Resultat ist insofern von Wichtigkeit, als man in der Lage ist, ohne an der Güte der Stoßerregung viel zu ändern, denjenigen Kapazitätswert im Stoßkreise zu wählen, welcher bei gegebener Antennenkapazität die günstigste Energieübertragung bezw. -ausnutzung gewährleistet. Es ist nicht erforderlich, wie bei anderen Stoßerregungsmethoden, z. B. mit der Bogenlampe[1]) (Schwingungen dritter Art), die Stoßkreiskapazität möglichst groß zu machen.

Während also bei gleicher Funkenlänge die Stromstärke J_S unabhängig von der Kapazität ist, ändert sie sich mit der Länge der Funkenstrecke, und zwar liegt der kritische Wert von J_S um so höher, je länger die Funkenstrecke ist, wie sich aus Tabelle 2 ergibt, welche die Abhängigkeit J_S von der Funkenlänge a für verschiedene Metalle angibt.

Tabelle 2.

Metall	$a = 0{,}5$	$a = 1$	$a = 1{,}5$	$a = 2$
Ni	0,022	0,033	0,049	0,049
Cu	0,054	0,082	—	—
Pt	0,022	0,052	0,054	0,057
Ag	0,06	0,065	0,07	—
Fe	0,028	0,035	0,05	0,054

Werte von J_S in Ampere, a in Millimetern.

Gleichzeitig folgt aus dieser Zusammenstellung, daß die kritischen Werte von J_S und damit die Elektrodentemperaturen je nach Art des Elektrodenmaterials verschieden sind, ein Unterschied, welcher wohl in der Art der gebildeten Ionen und ihrer Verbindungsfähigkeit mit Wasserstoff seine Ursache hat.

Will man mit derartigen Funkenstrecken z. B. für Meßzwecke möglichste Konstanz der Energie erzielen, so empfiehlt es sich stets,

1) Arco, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **2**, 557, 1909; H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung, Leipzig 1907.

langsam durchströmenden Wasserstoff anzuwenden. Bei geeigneter Dimensionierung des Sekundärkreises und Einregulierung auf den günstigsten Koppelungswert (etwa 30—40 Proz.) erhält man dann sehr schwach gedämpfte Wellenzüge, wie sie z. B. Aufnahme 8 zeigt.

Der Wirkungsgrad dieser Funkenstrecken ist dabei ein sehr guter und nach den bisherigen Versuchen wesentlich günstiger als bei allen anderen. Seine Erklärung findet dies in dem ganzen Prinzip der neuen Stoßerregungsfunkenstrecken. Während bei anderen Anordnungen die gesamte Funkenwärme möglichst schnell zum Zwecke einer raschen Entionisierung entfernt werden muß, ist bei den neuen Funkenstrecken dies nicht der Fall. Im Gegenteil, die Elektroden müssen auf einer bestimmten Temperatur gehalten werden. Infolge der reineren Stoßerregung wird ferner die Energie schneller dem Primärkreise entzogen, so daß in der Funkenstrecke selbst weniger vernichtet werden muß. Die künstliche Kühlung hat bei diesen Funkenstrecken lediglich den etwa vorhandenen Überschuß an entwickelter Wärme abzuführen, so daß die Elektroden stets auf derselben Temperatur und damit in demselben Glimmlichtzustand erhalten werden.

Die vorstehend geschilderten Untersuchungen wurden vor mehr als Jahresfrist im Laboratorium des Herrn Ministerialdirektors Dr. Micke begonnen und dann später mit Mitteln, welche mir zum Teil aus der Jagorstiftung der Stadt Berlin zur Verfügung gestellt waren, fortgeführt. Es sei mir gestattet, auch an dieser Stelle Herrn Ministerialdirektor Dr. Micke sowie dem Kuratorium der Jagorstiftung meinen verbindlichsten Dank auszusprechen.

Charlottenburg, Technische Hochschule, Februar 1910.

(Eingegangen 29. September 1910.)

Eine neue Methode zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen nach dem Prinzip der Stoßerregung [1].

(Zweite Mitteilung.)

Von Br. Glatzel.

In der vorigen Arbeit habe ich ein Verfahren zur Stoßerregung von Schwingungskreisen unter Verwendung von Wasserstoffunkenstrecken angegeben. Die dabei auftretende Entladungserscheinung war ihrem Aussehen nach dadurch charakterisiert, daß an den Elektroden der Funkenstrecke sich Gleitfunken und Glimmlicht ausbildeten (Entladungsform B), welche gleichzeitig das Zeichen für das Vorhandensein guter Stoßerregung waren. Ich sprach dabei die Ansicht aus, daß das Auftreten dieser Entladungsform B im wesentlichen durch die Höhe der Elektrodentemperatur bestimmt und je nach Abstand und Material der Elektroden eine andere ist. Die jeweils erforderliche Höhe der Temperatur konnte ich s. Z. durch die Größe des in der Funkenstrecke übergehenden Kurzschlußstroms J_s des Induktors einregulieren, wobei dann der Wert von J_s ein Maß für die Temperatur war. Es schien mir nun zunächst von Wichtigkeit zu sein, einmal tatsächlich den Temperaturverlauf an den Elektroden für die verschiedenen Entladungsformen vor und hinter der Umschlagszone zu messen. Ich benutzte zu diesem Zweck ein Pyrometer von S. & H., dessen Thermoelemente bei den ersten Versuchen an die Elektroden angelötet waren, wobei mittels einer Wippe bald das eine, bald das andere Element mit dem Instrument verbunden werden konnte. Es zeigten sich jedoch bei dieser Anordnung zwischen den verschiedenen Versuchsreihen recht erhebliche Abweichungen, welche wesentlich geringer wurden, nachdem die Thermoelemente unten hart zusammengelötet und in eine kleine Bohrung der Elektrode hineingesteckt waren. Infolgedessen wurde diese letztere Anordnung bei allen übrigen Versuchen beibehalten. Naturgemäß gestattet diese Art der Temperaturmessung keineswegs sichere Schlüsse auf die tatsächliche Temperatur der Elektroden an der Stelle, wo die Entladung übergeht, wohl aber bietet sie, wie die Resultate zeigen werden, für die Aufklärung der hier vorliegenden Erscheinung hinreichenden Aufschluß. Die nachstehende Tabelle gibt nun eine solche Messungsreihe für *Ni*-Elektroden von 2 mm Durchmesser wieder.

Tabelle 1.

Erregung	J_1	T_e	T_r	Bemerkungen
1	3.45	75°	135°	Funke flockig.
2	4.45	97.5°	165°	beginnende Gleitfunken.
3	4.75	141°	180°[1]	Umschlag in Glimmlicht.
4	1.7	186°	183°	links reines Glimmlicht.
5	1.4	235°	300°	reiner Ton.

Ni: Funkenlänge 3 mm. $\lambda = 980$ m.

In dieser Tabelle bedeutet J_1 die Stromstärke im Stoßkreis, T_e und T_r die Temperaturen der rechten bzw. linken Elektrode. Zur Aufladung des Hochfrequenzkreises diente ein

1) Infolge des liebenswürdigen Entgegenkommens der Firma C. Lorenz, A.-G., Abt. f. drahtl. Telegraphie, konnte ich diese Untersuchungen in deren Laboratorium ausführen.

1) T_r fällt beim Umschlag, um dann sofort wieder zu steigen (sehr labil).

Boasscher Resonanzinduktor, welcher mit 500 ~ Wechselstrom gespeist wurde. Da bei einer derartigen Anordnung im Sekundärkreis des Induktors kein wesentlicher Kurzschlußstrom auftritt, so konnte eine Erhöhung der Elektrodentemperatur nur durch Steigerung der Zahl der Funken erzielt werden. Dementsprechend wurde die Maschine für die Beobachtung 1 am schwächsten erregt und dann allmählich steigend bis 5. Die Bemerkungen in der letzten Rubrik der Tabelle 1 charakterisieren das Aussehen der Entladung und geben im Zusammenhang mit meinen früheren Ausführungen gleichzeitig einen Anhalt über die Güte der Stoßerregung, und zwar entspricht ein flockiger Funke (Entladungsform A) schlechter, ein Gleit- oder Glimmlichtfunke (B) guter Stoßerregung. Aus dieser Zusammenstellung ergibt sich zunächst, daß in dem Augenblick des Umschlags der Entladung an beiden Elektroden ganz auffallende Temperatursprünge eintreten. Ich stellte nun, veranlaßt durch andere Beobachtungen, den Versuch so an, daß ich bei konstanter hoher Erregung der Wechselstrommaschine die Selbstinduktion des Primärkreises von sehr kleinen zu großen Werten entsprechend einem Wellenbereich von $\lambda = 548$ m bis $\lambda = 1450$ m veränderte. Tabelle 2 gibt diese Beobachtungsreihe wieder, aus der dann die Kurven $T_e = f(\lambda)$, $T_r = f(\lambda)$ und $J_1 = f(\lambda)$ in Fig. 9 zusammengestellt sind.

Tabelle 2.

J_1	T_e	T_r	λ	Bemerkungen
4,2	87°	60°	548 m	Funke flockig.
3,95	112,5°	84°	720 m	„ „
3,8	123°	93°	830 m	beginnende Gleitfunken rechts.
2,5	81°	147°	930 m	Umschlag.
2,5	81°	147°	980 m	
1,8	105°	147°	1220 m	zieml. reines Glimmlicht.
1,2	129°	156°	1450 m	

Erregung konstant, Nickelin Funkenlänge 3 mm.

Hierbei ergab sich der gleiche Verlauf der einzelnen Größen wie bei der Versuchsreihe der Tabelle 1. Auch hier ist deutlich ein Umschlag in der Stromstärke J_1 in dem Augenblick zu beobachten, in welchem die Entladung in das Glimmlicht umschlägt und die Temperaturen T_e und T_r die charakteristischen Sprünge aufweisen. Ohne nun zunächst auf diese Wirkungsweise der Selbstinduktion einzugehen, möchte ich nochmals kurz den aus den Versuchen sich ergebenden Temperaturverlauf an den Elektroden im Zusammenhang mit dem allmählichen Auftreten des Glimmlichts zusammenstellen.

Solange der Funke flockig ist, ist die Temperatur beider Elektroden ungefähr gleich und ziemlich niedrig. Im allgemeinen bilden sich dann bei weiterer Steigerung der Zahl der Funken oder aber der Selbstinduktion an einer der beiden Elektroden allmählich länger werdende Gleitfunken aus, während gleichzeitig die Temperatur an dieser Elektrode höher wird. In dem Augenblick, in welchem der Umschlag ins reine Glimmlicht erfolgt, steigt die Temperatur der Glimmlichtelektrode plötzlich stark an, während die der anderen Elektrode, an welcher die Entladung noch in Form von sehr hellen glänzenden Pünktchen ansetzt, im gleichen Augenblick sinkt, um dann langsam wieder anzusteigen. Beide Elektroden erwärmen sich nun langsam weiter. Sobald die bisher glimmlichtfreie Elektrode die Umschlagstemperatur erreicht hat, verwandelt sich auch an ihr die Entladung ins reine Glimmlicht und gleichzeitig steigt ihre Temperatur auf den Wert der anderen Elektrode. Dabei kommt es häufig vor, daß das Glimmlicht sich nicht an beiden Elektroden gleichzeitig ausbildet, sondern daß nur das Glimmlicht von der einen auf die andere Elektrode überspringt. In diesem Fall springt auch die Temperatur ganz plötzlich um, d. h. die bisherige Glimmlichtelektrode nimmt die niedrige Temperatur einer glimmlichtfreien Elektrode und umgekehrt an. Geht man mit der Erregung bzw. der Selbstinduktion wieder herunter, so sinken die Elektrodentemperaturen, bis beim Einsetzen des reinen flockigen Funkens die Temperatur der glimmlichtfreien Elektrode wieder ansteigt, und zwar so lange, bis beide Elektroden nahezu gleiche Temperatur haben. Dieser charakteristische Verlauf der Erscheinung wiederholt sich bei allen den Metallen, welche die Glimmlichterscheinung und gute Stoßerregung geben. Metalle, welche dies nicht tun, wie z. B. Al, zeigen auch den Temperaturumschlag nicht. Ebenso tritt dieser Umschlag dann nicht ein, wenn man durch die Wahl der Elektrodenform, z. B. zwei parallel einander gegenüberstehende Platten aus Ni, die Ausbildung des Glimmlichts verhindert. Kugelelektroden dagegen gestatten wiederum das Auftreten von Glimmlicht und ergeben dementsprechend auch den Temperaturumschlag, wie ich z. B. bei einer Funkenlänge von 4 mm und Kugeln von 5 mm Durchmesser feststellte.

Im Anschluß hieran ermittelte ich, ob und wie die Umschlagstemperatur von der Funkenlänge abhängig ist. Die Tabelle 3 zeigt, daß diese Temperatur mit steigender Funkenlänge wächst. Steigert man die Erregung, so erfolgt der Umschlag bei niedrigeren Werten von λ, jedoch bei annähernd den gleichen Temperaturen.

Tabelle 3.

Funkenlänge	Umschlagstemperatur	λ
3 mm	147°	930 m
6 mm	198°	1450 m
9 mm	219°	2428 m

Nickelin 2 mm Durchmesser.

Besonders eigenartig und interessant ist nun der Temperatursprung beim Einsetzen des Glimmlichts. Die eine Elektrode wird plötzlich sehr stark erwärmt, während im gleichen Augenblick die andere sich in entsprechendem Maße abkühlt. Man hat den Eindruck, als ob die plötzliche Wärmeaufnahme der Glimmlichtelektrode mit einer gleichen Wärmeentziehung der glimmlichtfreien Elektrode verbunden ist. Da nun aber gleichzeitig die Gesamtenergieaufnahme des Kreises $J_1^2 W_1$ sinkt, so ist diese Temperatursteigerung nur denkbar, wenn man annimmt, daß die Funkenentladung B nicht imstande ist, ebensoviel Wärme an den Wasserstoff abzugeben wie A. Die Wärmeenergie wird mehr im Funken zusammengehalten und erst durch die direkte Ableitung an den Elektroden gemindert, während bei Entladung A auch noch durch das vorbeiströmende Gas Wärme, d. h. Energie, entzogen wird. Die Wärmeüberführung zwischen den Elektroden längs der Funkenbahn ist bei B eine weit bessere als diejenige an die Umgebung, so daß mithin der plötzliche Mehrbedarf der Glimmlichtelektrode an Wärme auf dem Wege durch die Funkenbahn von der gegenüberliegenden Elektrode aus gedeckt wird. Dabei ist die Wärmeleitfähigkeit so gut, daß z. B. beim Umspringen des Glimmlichts von einer Elektrode zur anderen fast augenblicklich auch ein Umspringen der Temperaturen erfolgt. Zur Erklärung dieses so gänzlich verschiedenen Verhaltens der beiden Funkenentladungen muß man nun jedenfalls noch ihre äußere Gestalt mit heranziehen. Die Entladung A ist stark flockig, ihre Oberfläche, welche für die Wärmeabgabe an die Umgebung wesentlich sein dürfte, eine verhältnismäßig große, im Gegensatz zu Entladung B, bei der man nur ein sehr dünnes schmales Band von außerordentlich geringer Oberfläche erhält. Ob dies jedoch der alleinige Grund ist, soll noch durch weitere Versuche entschieden werden. Auch aus diesen Beobachtungen folgt, wie ich bereits früher angegeben habe, daß der Wirkungsgrad der Entladungsform B ein wesentlich besserer sein muß, als der anderer Funkenstrecken, bei denen die Wärme durch Kühlung vernichtet wird.

Es fragte sich nun, warum die Höhetemperatur so wichtig für gute Stoßerregung ist.

Einen Aufschluß hierüber geben die Spektralaufnahmen der beiden Entladungsformen A und B. Fig. 10 stellt das Spektrum von A, Fig. 11 dasjenige von B dar. In dem Funken A mit schlechter Löschwirkung sind die Linien des Elektrodenmaterials Ni sehr stark ausgeprägt, d. h. in der Funkenbahn befindet sich eine große Zahl von Metallteilchen. Da diese naturgemäß eine gute Leitfähigkeit der Funkenstrecke hervorrufen, so erklärt sich hierdurch auch die beobachtete schlechte Löschwirkung. In dem Spektrum der Entladung B dagegen (Fig. 11) treten die Ni-Linien fast ganz gegenüber den H-Linien zurück, es sind fast gar keine Metallteilchen mehr in der Funkenstrecke vorhanden. Die Löschwirkung ist eine gute. Hierbei muß ich noch hinzufügen, daß die Entladung nicht auf vollkommen reine Stoßerregung eingestellt war, da dann der Funke so lichtschwach wurde, daß ich mit dem mir augenblicklich zur Verfügung stehenden Spektrographen zu große Expositionszeiten erhalten hätte. Da nun im allgemeinen die Entladungsform B sich so ausbildet, daß nur an einer Elektrode Gleitfunken und Glimmlicht auftreten, an der anderen dagegen ähnlich wie bei Entladung A der Funke weißliche, helleuchtende, feine Ansatzpunkte aufweist, so habe ich noch eine Spektralaufnahme, Fig. 12, derart gemacht, daß das Bild der zum Spalt parallel stehenden Funkenstrecke auf dem Spalt entworfen wurde. Der obere Teil des Spektrums entspricht dann der mit Glimmlicht bedeckten, der untere der glimmlichtfreien Elektrode. In dem Spektrogramm erkennt man deutlich, daß in der Nähe der glimmlichtfreien Elektrode (unterer Rand) noch Metallteilchen (Ni) in großer Zahl vorhanden sind, während man in der Nähe der Glimmlichtelektrode (oberer Rand) keine Ni-Linien und somit auch keine Ni-Teilchen mehr vorfindet. Diese Erscheinung, daß an der Glimmlichtelektrode die Ni-Teilchen aus der Funkenbahn entfernt werden, möchte ich darauf zurückführen, daß dort eine Bindung des Ni, etwa in Form von H-Verbindungen, stattfindet. Für diese Reaktion ist eine bestimmte hohe Temperatur erforderlich, welche nach den oben mitgeteilten Versuchen nur an und in der Nähe der Glimmlichtelektrode herrscht. Tatsächlich findet man auch an dieser Elektrode je nach dem Elektrodenmaterial verschiedenfarbige graue bis braune sehr feinpulvrige Niederschläge, welche jedenfalls durch diese Verbindungen gebildet werden. Ich hoffe hierfür durch chemische Analyse in Kürze noch den sicheren Nachweis zu erbringen. Wie nun weiter aus den Messungen an Funkenstrecken verschiedener Länge folgt, ist die erforderliche Elektroden-

temperatur eine um so höhere, je größer die Funkenstrecke und damit das Entladungspotential ist. Eine Erklärung hierfür kann man wohl darin finden, daß bei höherem Entladungspotential die *Ni*-Teilchen aus der glimmlichtfreien Elektrode mit größerer Geschwindigkeit herausgeschleudert werden. Bei dieser schnelleren Bewegung kann dann die Vereinigung mit den *H*-Teilchen nur dann erfolgen, wenn die zur Verfügung stehende Wärmequelle auch schneller ihre Wärme zum Zwecke der chemischen Reaktion abgibt, was erst bei höherer Temperatur der Elektrode der Fall ist. Die für die Bildung eines Metallwasserstoffmoleküls erforderliche Wärmemenge ist dabei natürlich die gleiche, aber die für die Reaktion zur Verfügung stehende Zeit ist bei der schnelleren Bewegung der *Ni*-Teilchen eine geringere und infolgedessen muß auch die Wärmeübertragung schneller, d. h. mit einem größeren Temperaturgefälle von der Umgebung zu den bewegten Teilchen erfolgen. Den Beweis für die verschiedenen Geschwindigkeiten der Metallteilchen hoffe ich aus Beobachtungen am Doppler-Effekt, über welchen a. a. O. ausführliche Mitteilungen machen werde, erbringen zu können. Eine weitere Folgerung aus den hier entwickelten Anschauungen, welche ich auch tatsächlich experimentell bestätigen konnte, ist die, daß eine Kühlung der Elektroden, etwa durch Wasser, das Auftreten des Glimmlichts und einer guten Stoßerregung verhindert oder doch wenigstens ungünstig beeinflußt. Es stimmt dies auch mit meiner bereits früher ausgesprochenen Ansicht überein, daß eine Kühlung der Elektroden bei den benutzten Funkenstrecken nur insoweit angewendet werden darf, als sie zur Abführung der überschüssig entwickelten Wärme dient.

Aus diesen Betrachtungen und Versuchen ergibt sich nun zunächst, daß man es hier bei diesen Funkenstrecken mit einer ganz anderen Erzeugung der Löschwirkung zu tun hat, als bei den sonst verwendeten kurzen Plattenfunkenstrecken nach der Wienschen Methode. Bei diesen ist das wesentliche Moment kräftige Kühlung der Elektroden, um die entstandenen Metalldämpfe so schnell als möglich zu kondensieren, bei den von mir benutzten Funkenstrecken dagegen werden die Metallteilchen dadurch aus der Funkenbahn entfernt, daß sie in Form von nichtleitenden Wasserstoffverbindungen niedergeschlagen werden. Dementsprechend ist es auch wichtig, reinen Wasserstoff zu verwenden und nicht etwa H_2 in Form von Kohlenwasserstoffen, wie z. B. Spiritus. Bei Anwendung des letzteren verschwindet, wie zahlreiche Versuche ergaben, die in *H* beobachtete günstige Wirkung der Funkenstrecken vollkommen. Ebenso ist es unzulässig, wie es z. B. bei Poulsen-Generatoren geschieht, karburierten Wasserstoff oder Leuchtgas zu benutzen.

Einzelne Metalle, wie z. B. das *Ag* und *Cu*, verbinden sich nun anscheinend schwerer mit Wasserstoff als *Ni*. Man muß entweder die Geschwindigkeit der Metallteilchen herabsetzen oder aber die Elektrodentemperatur erhöhen. Bei Anwendung eines Resonanzinduktors ist dies nicht immer möglich, da bei gegebener Primärspannung die Zahl der Funken zum Zweck der Temperaturerhöhung der Funkenstrecke nicht über eine gewisse Grenze, im vorliegenden Fall ca. 500 pro Sekunde, gesteigert werden kann. Liegt nun die erforderliche Elektrodentemperatur nicht unterhalb der so gegebenen Grenze, so gibt es nur die eine Möglichkeit, die Geschwindigkeit der Metallteilchen soweit als möglich herabzusetzen und dazu dient die Vergrößerung der primären Selbstinduktion. So erhielt ich z. B. für Silber bei einer 3 mm langen Funkenstrecke den Umschlag etwa bei 3230 m, während er bei derselben Funkenlänge für *Ni* schon bei 930 m eintrat. Bei Kupfer liegt der Wert schon bei 2 mm Funkenlänge bei 3000 m, also bei 3 mm noch höher als bei *Ag*. Da ich nur bis 3440 m hinauf regulieren konnte, war es mir nicht möglich, den entsprechenden Wert für *Cu* zu bestimmen, jedoch genügt es hier, zu wissen, daß der Wert jedenfalls noch höher liegt als bei *Ag*. Vergleicht man mit diesen Resultaten die früher angegebenen Werte, für die zum Umschlag erforderlichen Kurzschlußstromstärken bei verschiedenen Metallen, wie ich sie mit meinem Wechselstrominduktor gemessen habe, so ergibt sich genau der gleiche Zusammenhang zwischen Material und erforderlicher Temperatur, damals gemessen durch die Größe von J_z. So hatte ich z. B. für eine 1 mm lange Funkenstrecke gefunden

	Ni	*Ag*	*Cu*
J_z	0,033	0,065	0,082

Kann man also durch Vergrößerung der Wellenlänge bei einem Resonanzinduktor nicht zu den gewünschten Werten hinaufkommen, so ist man gezwungen, einen Wechselstromtransformator zu benutzen, bei welchem man imstande ist, jeden beliebigen Kurzschlußstrom durch geeignete Wahl der dem Transformator vorgeschalteten Drosselspulen einzustellen und auf diese Weise die erforderliche Elektrodentemperatur hervorzurufen. Überhaupt dürfte bei diesen Wasserstoffunkenstrecken die Benutzung eines Transformators das Zweckmäßigere sein, da man es dann in der Hand hat, unabhängig von der Zahl der Partialentladungen und der zur Entladung kommenden Energie die Elek-

trodentemperatur auf den gewünschten Wert durch geeignete Wahl von J_s einzuregulieren. Bei einer derartigen Anordnung ist dann nach den früheren Ausführungen auch die Güte der Stoßerregung nahezu unabhängig von den Konstanten des Primärkreises, z. B. der Kapazität, ein Resultat, das sich auch schon aus den früher mitgeteilten Messungen ergab.

Auf die Folgerungen, welche man aus diesem Verhalten der verschiedenen Metalle hinsichtlich ihrer chemischen Verbindungsfähigkeit mit dem H ziehen kann, möchte ich vorläufig, so interessant sie auch sind, nicht eingehen, ohne erst weitere Versuche hierüber angestellt zu haben.

Berücksichtigt man nun in der Versuchsanordnung sämtliche vorstehend geschilderten Bedingungen für die Ausbildung einer guten Stoßerregung, so kann man tatsächlich, wie es das Glimmlichtoszillogramm der Fig. 13 zeigt, den vollkommenen Stoß verwirklichen. Die Länge der Wasserstoffunkenstrecke betrug hierbei etwa 15 mm, einer Entladespannung von ca. 3000 Volt entsprechend, die Kapazität 1400 cm (Ölplattenkondensator) und die Wellenlänge 4900 m. Daß bei dieser Anordnung die wesentliche Dämpfung tatsächlich in der Wasserstoffunkenstrecke lag, zeigt die Vergleichsaufnahme Fig. 14 mit einer äquivalenten Luftfunkenstrecke (Zinkelektroden) unter den gleichen Versuchsbedingungen.

Die auf diese Weise erzielte Stoßwirkung ist dadurch charakterisiert, daß die Schwingung beim Durchgang durch Null, im Augenblick des Wechsels der Stromrichtung[1]), abreißt, daß die Stoßwirkung also durch eine Art von Ventilwirkung zustande kommt, im Gegensatz zu den Methoden der Stoßerregung, welche mit großen Kapazitäten im Kreise der Löschfunkenstrecke arbeiten[2]). Bei diesen letzteren hat man es nicht mit einer Ventilwirkung zu tun, sondern die Energie des Primärkreises erlischt aperiodisch ohne ausgeprägte Eigenschwingung — aperiodische Stoßerregung —, jedoch nur dann, wenn man für energische Energieentziehung durch den gekoppelten Kreis II sorgt. Die hierbei zur Erreichung vollkommener Aperiodizität einzuhaltenden Versuchsbedingungen sind von H. Rein ausführlich angegeben worden. In bezug auf die Wirkungsweise der von mir benutzten Wasserstoffunkenstrecken, möchte ich im Zusammenhang hiermit bemerken, daß die Löschwirkung, welche ja in einer chemischen Bindung der entstandenen Metallionen besteht, innerhalb gewisser Grenzen unabhängig von der Energieentziehung durch einen gekoppelten Sekundärkreis ist und auch beim vollständigen Fehlen eines solchen vollkommen rein erhalten werden kann, wenn nur die Temperaturverhältnisse an den Elektroden richtig gewählt sind.

Charlottenburg, Technische Hochschule, September 1910.

(Eingegangen 27. September 1910.)

1) Zu berücksichtigen ist hierbei allerdings noch, daß unterhalb der Zündspannung der Gehrckeschen Glimmlichtröhre (ca. 400 Volt) keine Aufzeichnung von Schwingungsvorgängen mehr erfolgt, so daß immerhin die Möglichkeit einer ganz schwachen Rückschwingung noch besteht.

2) H. Rein, diese Zeitschr. 11, 591—596, 1910.

Weitere Beiträge zur Frage der Löschwirkung von Wasserstoffunkenstrecken in Hochfrequenzkreisen im Zusammenhang mit optischen Erscheinungen.

Von Br. Glatzel.

In der vorhergehenden Mitteilung habe ich Versuche an Wasserstoffunkenstrecken beschrieben, welche interessante Zusammenhänge mit optischen Vorgängen ergaben. Unter Zugrundelegung der dort entwickelten Anschauungen lassen sich nun eine Anzahl Folgerungen ziehen, welche vielleicht geeignet sind, den verschiedenartigen Einfluß von Selbstinduktion und Kapazität auf die Struktur von Gasspektren unter dem Einfluß von Funkenentladungen aufzuklären. Im folgenden mögen einige der wichtigeren Erscheinungen an derartigen Spektren kurz besprochen werden.

1. Verbreiterung der Linien des Wasserstoffspektrums.

Fig. 10 zeigt die bereits früher mehrfach beobachtete starke Verbreiterung der H-Linien[1]) unter dem Einfluß der Funkenentladung (A). Diese Verbreiterung ist in Fig. 11 wesentlich geringer. Bei ganz reiner Stoßerregung ist fast gar keine Unschärfe mehr zu beobachten. Im Zusammenhang mit den in beiden Fällen sich abspielenden elektrischen Vorgängen läßt sich daraus die Schlußfolgerung ziehen, daß nur dann eine Verbreiterung der H-Linien eintritt, wenn der Funke nicht stoßerregend wirkt. Daraus ergibt sich wiederum folgende Vorstellung für die Ursache der Verbreiterung. Im Fall des reinen Stoßes werden einmal in einer bestimmten Richtung Metallteilchen aus der einen Elektrode herausgeschleudert, treffen auf die in der Funkenbahn befindlichen Wasserstoffmoleküle auf und versetzen sie in Schwingungen. Da die Metallteilchen sofort wieder verschwinden, so schwingen nunmehr bis zum Einsetzen der nächsten Entladung die Wasserstoffmoleküle ungestört mit

1) Vgl. Kayser, Handbuch der Spektroskopie.

ihrer Eigenschwingung weiter. Man erhält gleichsam einen einmaligen elektrischen Anstoß der optischen Schwingungen. Anders dagegen liegen die Verhältnisse bei Funkenentladungen ohne Löschwirkung. Bei diesen prallen vermutlich die erregenden Metallteilchen von verschiedenen Seiten und mit verschiedener Geschwindigkeit auf die Wasserstoffmoleküle auf, so daß diese in ihren Eigenschwingungen dauernd gestört werden. Die Folge dieses unreinen Schwingungszustandes ist dann die beobachtete Verbreiterung der Linien. Eine genauere Betrachtung der verbreiterten H-Linien zeigt nun ferner, daß in der Mitte ein stärker ausgeprägter Kern vorhanden ist, dessen Lage mit der der unverbreiterten H-Linie übereinstimmt, d. h. die Eigenschwingung der H-Moleküle tritt stärker hervor als die unreinen, erzwungenen Schwingungen, was ja auch von vornherein zu erwarten war. Wenn man sich ferner die quantitative Verteilung der Metallteilchen in der Funkenbahn überlegt, so wird man zu der Annahme kommen, daß die Mehrzahl sich in der Mitte bewegt, während an den Rändern des Funkens ihre Zahl wesentlich geringer ist. Macht man dementsprechend eine Spektralaufnahme derart, daß der Spalt senkrecht zum Funken steht, daß man also im Spektrum die verschiedenen Zonen der Funkenbahn übereinander erhält, so muß nach den Rändern des Spektrums hin die Verbreiterung der H-Linien abnehmen, da dort eine geringere Zahl störender Metallteilchen vorhanden ist. Fig. 15 zeigt, daß dies tatsächlich der Fall ist. Stellt man dagegen den Spalt parallel zur Funkenbahn, so muß man umgekehrt an den Rändern des Spektrums eine Verbreiterung der H-Linien, in der Mitte dagegen fast keine erhalten. In diesem Falle entsprechen nämlich die Ränder des Spektrums denjenigen Teilen des Funkens, welche den Elektroden am nächsten liegen, wo also die Zahl der herausgeschleuderten Metallteilchen noch am größten, während sie in der Mitte infolge der seitlichen Streuung am geringsten ist. Auch dies bestätigt der Versuch an einer Funkenstrecke mit ziemlich guter Löschwirkung, wie Fig. 16 beweist. Die Richtigkeit der Annahme, daß die Zahl der Metallteilchen in der Nähe der emittierenden Elektrode am größten ist, zeigt Fig. 12, bei welcher der obere Teil des Spektrums der Umgebung der nicht mit Glimmlicht bedeckten, emittierenden Elektrode entspricht, während der untere Teil die Mitte bezw. das Ende der Funkenbahn in der Nähe der Glimmlichtelektrode darstellt.

2. Einige andere Beispiele der Beeinflussung von Gasspektren.

Auf Grund der entwickelten Anschauungen kann man sich ferner erklären, daß beim Betriebe einer evakuierten H-Entladungsröhre mit einem Funkeninduktor ohne parallel geschaltete Kapazität keine Verbreiterung der Linien auftritt. Die Entladung des Induktors entspricht nämlich in diesem Falle fast stets dem reinen Stoß, und zwar im allgemeinen dem aperiodischen. Schaltet man dagegen eine geeignete Kapazität parallel, so treten Oszillationen auf, welche die Verbreiterung der Spektrallinien hervorrufen. Auch die bekannte Wirkungsweise von eingeschalteter Selbstinduktion auf das Aussehen der Spektren läßt sich vollkommen auf Grund der gleichen Anschauung erklären, jedoch möchte ich hierauf mit Rücksicht auf eine demnächst erscheinende Veröffentlichung, in welcher die dabei obwaltenden Verhältnisse ausführlicher behandelt werden, an dieser Stelle nicht eingehen[1]). Aus der großen Fülle der auf dem Gebiet der Beeinflussung von Spektren durch die Entladungsart vorliegenden Arbeiten will ich nun noch kurz zwei erwähnen. Zunächst Versuche von Stearn und Lee[2]). Diese schalteten zwei H-Funkenstrecken hintereinander. In einer derselben konnte der Druck beliebig variiert werden, und es gelang ihnen dadurch, jeden beliebigen Grad der Unschärfe in den H-Linien zu erzielen. Bei einer derartigen Anordnung wirkt nun die eine Entladungsröhre, in welcher der Druck verändert wird, gleichsam als Löschröhre in der Weise, wie sie kürzlich M. Wien[3]) zur Stoßerregung benutzt hat. Diese Löschwirkung ist aber wesentlich abhängig vom Vakuum, und eine Änderung des Vakuums ergibt sofort eine Änderung der Löschwirkung und damit der sich ausbildenden Oszillationen. Da die Löschwirkung bei hohem Druck eine schlechte ist und mit abnehmendem Druck sich bessert, so muß die Verbreiterung der Linien zunächst eine große sein und dann allmählich geringer werden, was tatsächlich auch die Beobachtungen von Stearn und Lee ergeben.

Eine weitere Bestätigung der gegebenen Auffassung bilden Versuche von Salet[4]). Dieser wies nach, daß man auch bei Atmosphärendruck die Verbreiterung der H-Linien unter dem Einfluß einer Funkenentladung dadurch beseitigen kann, daß man die Elektroden außerordentlich nahe aneinander rückt. In diesem Fall hat man es dann aber wiederum mit Stoßerregung zu tun, welche bei sehr kurzen Funkenstrecken in besonders günstiger Weise auftritt.

1) Vgl. die vorhergehende Mitteilung II.

2) C. H. Stearn and G. H. Lee, On the Expansion on the F-Linie of the hydrogen spectrum. Proc. Lit. a. Phil. Soc. Liverpool, **28**, 325–333, 1874.

3) M. Wien, diese Zeitschr. **11**, 76, 1910.

4) G. Salet, Sur les spectres des metalloides. Ann. chim. et phys. (4) **28**, 5–71, 1873.

Zusammengefaßt ergibt sich aus diesen Betrachtungen, daß man reine Gasspektren dann erhalten wird, wenn man elektrisch-optische Stoßerregung anwendet.

Eine weitere ebenso wichtige wie interessante Folgerung läßt sich aus den beschriebenen elektrisch-optischen Vorgängen ziehen. Im Fall reiner Stoßerregung (B) war angenommen, und die Versuche an Wasserstoffspektren bestätigten auch diese Auffassung, daß die Metallteilchen mit großer Geschwindigkeit aus der einen Elektrode herausgeschleudert werden. Beobachtet man daher einmal senkrecht, einmal in Richtung der Funkenbahn, so muß sich im Spektrum des Elektrodenmaterials, *Ni*, eine Verschiebung der Linien feststellen lassen. Um hierbei stets die gleiche Flugrichtung der *Ni*-Teilchen zu erhalten, empfiehlt es sich, die Funkenstrecke unsymmetrisch zu gestalten, etwa Stift und durchbohrte Platte zu wählen. Hat man keine ganz reine Stoßerregung, wie ich sie mit Rücksicht auf die geringe Helligkeit des Gitterspektrographen bei meinen bisherigen Versuchen anwenden mußte, so werden Metallteilchen sowohl in der einen wie in der anderen Richtung fortgeschleudert. Jedoch wird dabei die eine Richtung stets überwiegen, so daß man auch in diesem Falle, wenn auch in geringerem Maße, den Doppler-Effekt in Form von einseitiger Verbreiterung der *Ni*-Linien erhalten muß. Den sicheren Nachweis des Vorhandenseins des Doppler-Effekts konnte ich nun leider mit dem mir zur Verfügung stehenden Gitterspektrographen noch nicht erbringen, da die zu erwartenden Verschiebungen in den Spektrogrammen zu klein waren, um sichere Messungen zu ermöglichen, ich aber andererseits auch nicht stärkere Vergrößerungen mit Rücksicht auf die schon jetzt sehr geringe Helligkeit der Spektren anwenden konnte. Ich habe allerdings mehrfach geringe Verschiebungen gemessen, jedoch lagen diese nicht mit voller Sicherheit außerhalb der Fehlergrenzen. Aus diesem Grunde möchte ich vorläufig auf die Mitteilung dieser Versuchsergebnisse verzichten. Ich glaube aber, daß an dem tatsächlichen Vorhandensein des Doppler-Effekts auch nach den jetzt schon vorliegenden Ergebnissen kaum zu zweifeln sein dürfte.

Charlottenburg, Technische Hochschule, September 1910.

(Eingegangen 27. September 1910.)

Über die Bestimmung des Ladungsfehlers bei Wattmetern.

Von J. Zenneck.

Bei Messungen an Hochspannungs-Wechselstromanlagen ist es bekanntlich allgemein üblich und außerordentlich bequem, sogenannte Strom- und Spannungswandler (-Transformatoren) zu verwenden und an deren Niederspannungsspulen die Meßinstrumente anzulegen. Diese Meßtransformatoren sind in den letzten Jahren so vervollkommnet worden[1]), daß die Verwendung derselben in gewöhnlichen Hochspannungsanlagen wohl allgemein in der Elektrotechnik als einwurfsfrei gilt.

Anders liegen die Verhältnisse in Hochspannungsanlagen, die große Flammenbogen enthalten. Hier hat sich gezeigt, daß die Verwendung von Strom- und Spannungstransformatoren bei Energiemessungen unter Umständen zu unzulässig hohen Fehlern Veranlassung geben kann. Auf die Gründe dieser Erscheinung möchte ich an dieser Stelle nicht eingehen. Die Folge derselben ist, daß man seiner Messung nur sicher sein kann, wenn man die Stromspule der zu benützenden elektrodynamischen Wattmeter direkt in die Hochspannungsleitung einschaltet und die Spannungsspule unter Vorschaltung induktionsfreier Widerstände an die Hochspannung anlegt.

Dabei ergibt sich aber eine Schwierigkeit. Da auf diese Weise das Instrument auf sehr hohe Spannung geladen wird, so entstehen bekanntlich rein elektrische Kräfte auf das bewegliche System. Der dadurch hervorgerufene „Ladungsfehler" des Instruments kann bei den in der Praxis vorkommenden Spannungen so groß sein, daß er nicht vernachlässigt werden darf. Der Benützung des Instruments im Hochspannungskreis hat also eine Bestimmung des Ladungsfehlers voranzugehen.

Es ist von vornherein klar, daß der Ladungsfehler von der Stellung der beweglichen Spule, d. h. von der Zeigerstellung abhängen muß. Dagegen läßt sich nicht von vornherein sagen, welcher Art diese Abhängigkeit sein wird, da außer den elektrischen Kräften zwischen der beweglichen und festen Spule noch diejenigen in der Dämpfungsvorrichtung in Betracht kommen können. Es ist also notwendig, den Ladungs-

1) Vergleiche z. B. die Druckschrift 88 von Siemens & Halske (E. T. Z. Heft 33, 1901.) Ich habe mich auch durch Einsicht in eine Reihe von Prüfscheinen der Physikalisch-technischen Reichsanstalt davon überzeugt, daß der Fehler, welcher durch die Meßtransformatoren in die Energiemessungen hereingetragen wird, bei nahezu sinusförmigem Wechselstrom der normalen Periodenzahl außerordentlich gering ist.

fehler für möglichst viele Zeigerstellungen über die ganze Skala experimentell zu ermitteln.

Bei Laboratoriums-Instrumenten (Elektrodynamometern), die eine aufgehängte Spule und Torsionskopf besitzen, bietet dies keinerlei Schwierigkeit. Bei den technischen Instrumenten, bei denen das bewegliche System (die Spannungsspule) in ähnlicher Weise befestigt ist, wie bei den Deprez-d'Arsonval-Instrumenten, kann man sich auch noch verhältnismäßig leicht helfen, wenn das Instrument für geringe Stromstärken

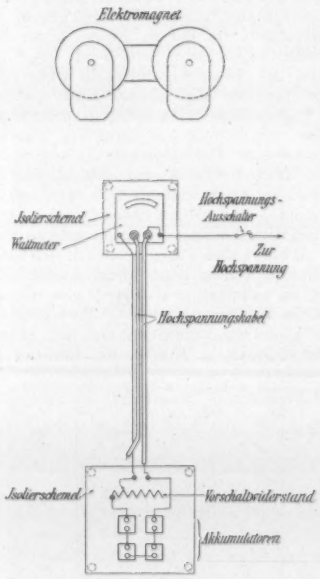


Fig. 1.

bestimmt ist. Man kann dann die Ausschläge des Zeigers dadurch hervorrufen, daß man die Strom- und Spannungsspule an Akkumulatoren anschließt und diese ebenso wie das Instrument selbst isoliert aufstellt.

Dieses Verfahren führt aber auf große Umständlichkeiten, wenn das Wattmeter etwa für normal 200 oder 400 Ampere bestimmt ist und nahezu diese Stromstärke braucht, um den vollen Ausschlag zu geben. Man kann sich aber in diesen Fällen sehr einfach helfen durch die folgende Anordnung (Figur 1): Durch einen kräftigen Elektromagneten, wie er wohl in jedem Institut vorhanden ist[1]), stellt man sich ein kräftiges, möglichst ausgedehntes magnetisches Feld her. In dieses bringt man das Wattmeter und schließt die Spannungsspule unter Vorschaltung eines kleinen Schiebewiderstands an einige ganz kleine[2]) Akkumulatoren, die ebenso wie das Instrument gut gegen Erde isoliert sein müssen, an. Durch Veränderung der Feldstärke des Magneten oder des Stromes in der Spannungsspule läßt sich dann leicht jeder Ausschlag des Instruments herstellen, gleichgültig für welche Stromstärke die Stromspule dimensioniert ist. Man braucht dann nur an das Instrument diejenige Hochspannung, für welche der Ladungsfehler bestimmt werden soll, anzulegen. Die dadurch hervorgerufene Änderung des Ausschlags ist der Ladungsfehler für die betreffende Spannung und Zeigerstellung.

In Fig. 2 ist der auf diese Weise ermittelte Ladungsfehler für ein elektrodynamisches Watt-

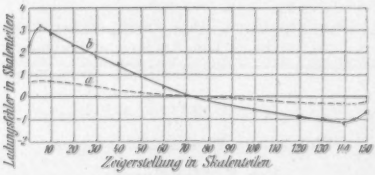


Fig. 2.

meter von Siemens & Halske und für 6000 Volt angegeben, und zwar:

in Kurve a, wenn das Instrument auf einem Isolierschemel aus 40 mm dickem Holz mit Porzellanfüßen von 100 mm Höhe sich befand,

in Kurve b, wenn das Instrument auf einer Glasplatte von 8 mm Dicke, die auf einem zur Erde abgeleiteten Bleche auflag, stand.

Aus der Verschiedenheit der Kurven folgt, daß, wie vorauszusehen war, der Ladungsfehler in hohem Maße davon abhängt, in welcher Umgebung sich das Instrument befindet. Es ist demnach durchaus nötig, bei der Bestimmung des Ladungsfehlers die Zuleitungskabel zu dem Instrument in genau derselben Weise anzulegen, ebenso das Instrument in derselben Weise isoliert aufzustellen, wie es nachher bei den Messungen geschehen soll. Aus demselben Grunde ist es günstig, bei der oben angegebenen Bestimmung einen sehr kräftigen Magneten zu verwenden

1) Falls ein solcher nicht vorhanden ist, lassen sich die beiden Teile einer Drosselspule oder ein Transformator mit abgenommenem Joch, oder irgendwelche Eisenträger, um die man eine Wicklung gelegt hat, dazu verwenden.

2) Der Maximalstrom für die Spannungsspule ist bei dauernder Belastung nur 0,03 Ampere.

und seine Streuung möglichst zu vermehren; es kann dann leicht verhütet werden, daß die Anwesenheit des Magneten den Ladungsfehler beeinflußt.

Daß der Ladungsfehler unter sonst gleichen Umständen dem Quadrat der effektiven Spannung proportional ist, folgt aus Kurve Fig. 3, welche

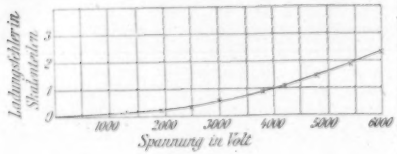


Fig. 3.

unter denselben Bedingungen wie Fig. 2 Kurve b die Größe des Ladungsfehler für verschiedene Spannungen und die Zeigerstellung Null darstellt.

Ludwigshafen a. Rh., Physikalisches Laboratorium der Badischen Anilin- und Sodafabrik.

(Eingegangen 26. August 1910.)

Molekulare Eigenschwingungen.

Von E. Madelung[1]).

Daß zwischen der Wellenlänge der ultraroten Eigenschwingungen, der Reststrahlen, gewisser Salze und ihrer chemischen Zusammensetzung ein Zusammenhang besteht, ist qualitativ schon mehrfach erkannt worden. Im folgenden möchte ich auf eine quantitative Beziehung hinweisen, die zwischen der Reststrahlenwellenlänge und den chemischen und mechanischen Konstanten des Materials besteht.

Die Untersuchung beschränkt sich einstweilen auf regulär kristallisierte zweiatomige Verbindungen (z. B. Halogenverbindungen der Alkalien).

Es soll zunächst im folgenden gezeigt werden, daß es möglich ist, ein Modell anzugeben, das sowohl die elastischen wie die hier interessierenden optischen Eigenschaften der regulären Kristalle besitzt. Die Entscheidung, bis zu welchem Grade dieses Modell die tatsächlichen Verhältnisse darstellt, und wie es zu vervollkommnen wäre, um als Theorie Berechtigung zu haben, soll später besprochen werden. Zum Teil muß sie weiteren Untersuchungen vorbehalten bleiben.

Das gesuchte Modell ist ein kubisches Raumgittersystem, bestehend aus elastischen Stäben, die die in den Würfelecken liegenden kleinsten materiellen Bestandteile verbinden. Solche Stäbe sollen sowohl in den Würfelkanten wie in den Diagonalen der Würfelflächen liegen. Außerdem seien elastische Elemente eingeführt, die bei Änderung des Winkels in den Ecken der Würfelflächen in Tätigkeit treten.

Um den elektrischen Kräften eintreffender Lichtwellen einen Angriffspunkt zu geben, führen wir elektrische Ladungen ein. Würden wir nun die Würfelecken als Moleküle auffassen, so müßten wir allen dieselbe Ladung geben. Alle würden dann, da die in Frage kommenden Lichtwellenlängen sehr groß sind gegen den Abstand der Moleküle, innerhalb eines relativ großen Bereichs die gleiche Kraft erfahren. Eine gegenseitige Verschiebung benachbarter Teilchen, wie wir sie hier brauchen, wäre also ausgeschlossen. Der einfachste Ausweg ist der, in den Würfelecken Atome anzunehmen (also zum Beispiel beim Steinsalz teils Natrium, teils Chloratome) und diesen Atomen die positive bzw. negative Ladungseinheit zu geben, die sie auch als Ionen eines Elektrolyten mit sich führen. Das Natürlichste ist dann, diese Atome gleichförmig zu verteilen, so daß längs einer Geraden durch die Würfelkanten immer abwechselnd ein positives und ein negatives Atom liegt (Fig. 1).

Die elektrischen Kräfte, die mit der Ein-

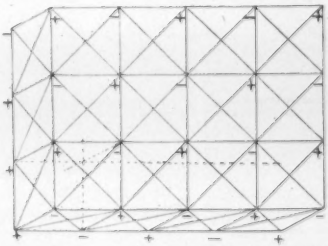


Fig. 1.

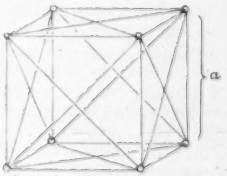


Fig. 2.

[1]) Aus den Nachrichten der Kgl. Gesellschaft der Wissenschaftea zu Göttingen. Mathematisch-physikalische Klasse. 1910. Vorgelegt von Eduard Riecke in der Sitzung d. Ges. vom 29. Jan. 1910.

führung von Ladungen im Modell auftreten, sollen keine spezielle Berücksichtigung erfahren. Sie seien entweder klein gegen die elastischen Kräfte oder bilden tatsächlich einen Teil derselben.

Somit ist das Modell vollständig und wir gehen an die Betrachtung seiner Eigenschaften.

Daß das Modell die elastischen Eigenschaften eines regulären Kristalls besitzt, ist zunächst zu beweisen. Es hat, wie sofort ersichtlich, drei gleichwertige Symmetrieebenen. Es bleibt noch zu beweisen, daß es drei voneinander unabhängige Elastizitätskoeffizienten besitzt. Das kann in der Weise geschehen, daß man die Werte dieser Koeffizienten aus den gegebenen Elementen berechnet.

Zu diesem Zwecke bestimmen wir die Größe der für drei bestimmte Deformationen erforderlichen Arbeitsleistung[1]), nämlich für allseitige Kompression, einseitige Dehnung ohne Querkontraktion und für Schiebung parallel einer Achse.

Es sei a die Kantenlänge eines Elementarwürfels. Um einen der in den Kanten liegenden Stäbe um $\frac{1}{n}$ seiner Länge zu längen bzw. zu verkürzen, sei die Kraft $\frac{E_k}{n}$ erforderlich, entsprechend für die Diagonalstäbe die Kraft $\frac{E_d}{n}$. Schließlich sei die Kraft $\frac{E_w}{m}$ erforderlich, um einen der rechten Winkel der Würfelflächen um den Winkel $\frac{1}{m}$ in Bogenmaß zu vergrößern. Die elastischen Konstanten des ganzen Systems, also des durch das Modell dargestellten Kristalls, bezeichnen wir in der bei W. Voigt üblichen Weise durch die Konstanten c_{11}, c_{12} und c_{44}.

Die Deformationen sollen an einem Stab vom Volumen v vorgenommen werden, der sich aus $\frac{v}{a^3}$ Elementarwürfeln zusammensetzt. v soll groß sein gegen a^3, die Deformation ihrerseits klein gegen die deformierten Längen.

1. Kompression durch allseitig gleichen Druck. Fig. 3.

Alle Längen werden um einen bestimmten Bruchteil $\frac{l}{n}$ verkürzt. Die Winkel bleiben ungeändert. Die Arbeitsleistung besteht daher in

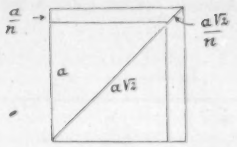


Fig. 3.

der Verkürzung von $\frac{3v}{a^3}$ Kantenstäben und $\frac{6v}{a^3}$ Diagonalstäben. Sie wird also gleich

$$A_1 = \frac{3v}{a^3}\cdot\frac{a}{n}\cdot\frac{E_k}{n}\cdot\frac{1}{2} + \frac{6v}{a^3}\cdot\frac{a\sqrt{2}}{n}\cdot\frac{E_d}{n}\cdot\frac{1}{2} =$$

$$= \frac{1}{n^2}\cdot\frac{3}{2}\cdot\frac{v}{a^2}(E_k + 2\cdot\sqrt{2}E_d).$$

Andererseits berechnet sie sich aus den elastischen Koeffizienten c_{11}, c_{12}, c_{44} zu

$$A_1 = \frac{3}{n}\frac{(c_{11}+2c_{12})}{3}\cdot\frac{3v}{n}\cdot\frac{1}{2} = \frac{3}{2}\cdot\frac{v}{n^2}\cdot(c_{11}+2c_{12}),$$

so daß wir durch Gleichsetzen beider Ausdrücke erhalten:

$$c_{11} + 2c_{12} = \frac{1}{a^2}(E_k + 2\cdot\sqrt{2}\cdot E_d). \qquad (1)$$

2. Längung ohne Querkontraktion. Fig. 4.

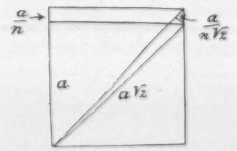


Fig. 4.

Auch hier bleiben die Winkel in den Würfelflächenecken ungeändert. Verkürzt werden $\frac{v}{a^3}$ Kantenstäbe um $\frac{1}{n}$ und $\frac{4\cdot v}{a^3}$ Diagonalstäbe um $\frac{1}{2n}$. Die Arbeit ist daher gleich

$$A_2 = \frac{v}{a^3}\cdot\frac{a}{n}\cdot\frac{E_k}{n}\cdot\frac{1}{2} + \frac{4v}{a^3}\cdot\frac{a\cdot\sqrt{2}}{2n}\cdot\frac{E_d}{2n}\cdot\frac{1}{2} =$$

$$= \frac{1}{n^2}\frac{v}{a^2}\frac{1}{2}(E_k + \sqrt{2}\cdot E_d),$$

andererseits gleich

$$A_2 = \frac{c_{11}\cdot v}{n^2}\cdot\frac{1}{2},$$

also

$$c_{11} = \frac{1}{a^2}\cdot(E_k + \sqrt{2}\,E_d). \qquad (2)$$

1) Die Arbeitsleistungen = Kraft $\times$ Weg sind als ungerichtete Größen bequemer zu berechnen und zu addieren als die Kräfte selbst. Wo es erforderlich ist, ist die Kraft leicht aus der Arbeit wieder zu bestimmen.

3. Schiebung parallel einer Achse. Fig. 5.

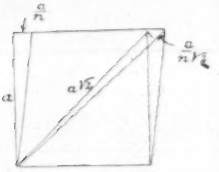


Fig. 5.

Hier bleiben die Kantenstäbe ungeändert. Die $\frac{2v}{a^3}$ Diagonalstäbe in je zwei Würfelflächen werden teils um $\frac{1}{2n}$ gelängt, teils ebensoviel gekürzt. Die $\frac{4v}{a^3}$ Winkel in je zwei Seiten ändern sich je um $\frac{1}{n}$ (Bogenmaß).

Es wird also

$$A_3 = \frac{2v}{a^3} \cdot \frac{a \cdot \sqrt{2}}{2n} \cdot \frac{E_d}{2n} \frac{1}{2} + \frac{4 \cdot v}{a^3} \cdot \frac{a}{n} \cdot \frac{E_w}{n} \cdot \frac{1}{2} =$$

$$= \frac{1}{2} \frac{v}{a^2} \cdot \frac{1}{n^2} \left(\frac{\sqrt{2}}{2} \cdot E_d + 4 E_w \right),$$

andererseits

$$A_3 = \frac{c_{44} \cdot v}{n^2} \cdot \frac{1}{2},$$

also

$$c_{44} = \frac{1}{a^2} \left(\frac{\sqrt{2}}{2} \cdot E_d + 4 E_w \right). \qquad (3)$$

Das Resultat der Rechnung ist, daß die drei Elastizitätskoeffizienten, die unser Modell bei seinen Symmetrieverhältnissen höchstens haben kann, voneinander unabhängig sind, daß es also einen regulären Kristall in seinen elastischen Eigenschaften ersetzen kann.

Die gefundenen Relationen zwischen den E und den c stellen wir zusammen:

$$c_{11} = \frac{1}{a^2} (E_k + \sqrt{2}\, E_d),$$

$$c_{12} = \frac{1}{a^2} \frac{\sqrt{2}}{2} E_d,$$

$$c_{44} = \frac{1}{a^2} \left(\frac{\sqrt{2}}{2} E_d + 4 E_w \right),$$

und

$$E_k = a^2 (c_{11} - 2 c_{12}),$$

$$E_d = a^2 \sqrt{2}\, c_{12},$$

$$E_w = a^2 \frac{(c_{44} - c_{12})}{4}.$$

Wir gehen nunmehr an die Betrachtung der elektrischen Eigenschaften des Modells. Ein konstantes elektrisches Feld bringt Verschiebungen der als elektrisch angenommenen Atome in den Würfelecken hervor. Diese Verschiebungen stellen eine dielektrische Polarisation vor.

Bei regulären Kristallen ist nun die durch die Dielektrizitätskonstante bestimmte dielektrische Polarisation unabhängig von der Richtung des wirkenden elektrischen Feldes. Die Größe der Verschiebungen in unserem Modell müssen also auch unabhängig von der Richtung des Feldes sein. Daß das tatsächlich der Fall ist, das zu zeigen ist unsere nächste Aufgabe.

Es ist evident, daß die Verschiebungen durch ein homogenes Feld so erfolgen, daß sämtliche positive Teilchen in der einen, sämtliche negative Teilchen in der entgegengesetzten Richtung verschoben werden, und daß die Größe und Richtung der Verschiebung für alle gleichartigen Teilchen die gleiche ist. Denken wir die eine Art festgehalten, so ist es unsere Aufgabe zu zeigen, daß die Kraft oder auch wieder die Arbeitsleistung, die erforderlich ist, die andere Art um einen bestimmten Betrag zu verschieben, unabhängig von der Richtung ist. Die Aufgabe vereinfacht sich weiter auf die Betrachtung der Verschiebungen eines einzelnen Teilchens, wobei nur zu berücksichtigen ist, daß die durch die Diagonalstäbe vermittelte Wechselwirkung zwischen gleichartigen Teilchen bei einer Verschiebung keine Änderung erleidet.

In der Fig. 6 sei ein Teilchen inmitten seiner

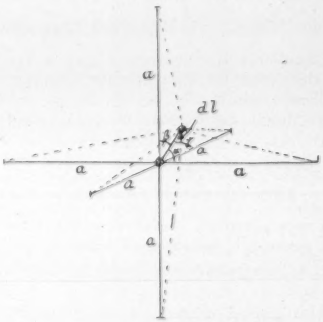


Fig. 6.

sechs Nachbarn dargestellt. Durch ein elektrisches Feld sei es um die Strecke dl verschoben, deren Richtung durch die Richtungskosinus α, β, γ bestimmt ist. dl soll hierbei klein sein gegen den Abstand a der Nachbarn.

Gegen die elastische Kraft der 6 Kantenstäbe wird bei der Verschiebung die Arbeit geleistet:

$$2 \cdot dl \cdot \alpha \cdot \frac{dl \cdot \alpha}{a} E_k \cdot \frac{1}{2} + \cdot \beta \cdot + \cdot \cdot \gamma =$$
$$= \frac{dl^2 \cdot E_k}{a} (\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2) = \frac{dl^2 \cdot E_k}{a}.$$

Die Winkeländerung in den Würfelflächen berechnet sich in elementarer Weise zu

$$d\varphi = \frac{dl}{a}(\alpha + \beta) \text{ bzw. } \frac{dl}{a}(\beta + \gamma) \text{ usw.}$$

Die gegen die elastischen Winkelelemente geleistete Arbeit wird also gleich

$$\Sigma d\varphi \cdot \frac{E_w}{2} \cdot d\varphi \cdot a = \frac{dl^2}{2a} \cdot E_w = 4 \cdot \frac{dl^2}{a} \cdot E_w \quad \left| \begin{array}{l} (\alpha+\beta)^2 + (\beta+\gamma)^2 + (\alpha+\gamma)^2 \\ + (\alpha-\beta)^2 + (\beta-\gamma)^2 + \cdots \\ + (\beta-\alpha)^2 + \cdots \\ + (-\alpha-\beta)^2 + \cdots \end{array} \right|,$$

so daß im ganzen die Arbeit

$$= \frac{dl^2}{a}(E_k + 4E_w)$$

geleistet worden, die, wie zu beweisen war, von der Richtung vollständig unabhängig ist.

Im Volumen v ist die Zahl der verschobenen Teilchen $\frac{v}{2 \cdot a^3}$. Die Kraft also, die zur Herbeiführung der betrachteten Verschiebung nötig ist, wird gleich:

$$K\,dl = \frac{v}{2a^3} \cdot \frac{dl^2}{a}(E_k + 4E_w) \cdot \frac{2}{dl} =$$
$$= \frac{v}{a^4} \cdot dl\,(E_k + 4E_w),$$
$$K = \frac{v}{a^2}(c_{11} - 3c_{12} + c_{44}).$$

Es ist auf Grund dieser Beziehung möglich, die Dielektrizitätskonstante unseres Modells zu berechnen. Es seien durch das Feld F die $\frac{v}{2a^3}$ Teilchen des Volumens v mit der Einzelladung e um dl verschoben. Dann ist

$$F \cdot \frac{v}{2a^3} \cdot e = K \cdot dl.$$

Die Polarisation berechnet sich aus der Dielektrizitätskonstante ε nach der bekannten Formel

$$v \frac{e}{2a^3} \cdot dl = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} \cdot F \cdot v,$$

also gleich

$$\frac{\varepsilon - 1}{4\pi} K \cdot dl \cdot \frac{2}{ve} \cdot a^3 \cdot v$$

und hieraus

$$\varepsilon - 1 = 4\pi \left(\frac{e}{2a^3}\right)^2 \cdot \frac{v}{K} =$$
$$= 4\pi \left(\frac{e}{2a^3}\right)^2 \cdot \frac{a^2}{(c_{11} - 3c_{12} + c_{44}}$$

$$\varepsilon = \frac{\pi \cdot e^2}{a^4 (c_{11} - 3c_{12} + c_{44})} + 1.$$

Auf die Rechnung für spezielle Fälle verzichten wir hier teils aus später ersichtlichen Gründen, teils weil zu der so berechneten Dielektrizitätskonstante noch ein Anteil hinzukommt, herrührend von Polarisationen im Atom, über die keine Annahmen gemacht wurden.

Die durch ein elektrisches Feld hervorgebrachte dielektrische Verschiebung verschwindet, wenn das Feld verschwindet. Hierbei wird die früher geleistete Arbeit zurückgewonnen, d. h. sie wird in kinetische Energie umgesetzt.

Wenn nun diese Energie nicht sofort durch Reibung oder eine andere Dämpfung verzehrt wird, müssen Schwingungen auftreten, indem die Teilchen über ihre Ruhelage hinausfahren, und dann durch die neu auftretende elastische Spannung der Gitterstäbe zurückgeführt werden.

Die Frequenz dieser Schwingungen ist nun mit dem bisher Gegebenen leicht zu berechnen. Hierzu ist nur erforderlich die Kenntnis der Größe der schwingenden Masse und der Kraft, die bei einer bestimmten Verschiebung die Masse in ihre Ruhelage zurückzuführen sucht.

Hätten wir z. B. zwei Massen m_1 und m_2 an den Enden eines elastischen gewichtslosen Stabes. Eine Längung des Stabes um dl rufe die Gegenkraft $K\,dl$ hervor. Dann können die Massen gegeneinander mit der Frequenz n schwingen entsprechend der Gleichung:

$$n = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{K(m_1 + m_2)}{m_1 \cdot m_2}}.$$

Die Anwendung dieser Gleichung auf unseren Fall bietet keine Schwierigkeiten. Bezeichnen wir mit

D die Dichte des Stoffs,
M_1 das Molekulargewicht der positiven Teilchen,
M_2 das Molekulargewicht der negativen Teilchen,
N_0 die Loschmidtsche Zahl $= 2{,}7 \cdot 10^{19}$,

dann wird die eine Masse gleich $vD \frac{M_2}{M_1 + M_2}$, die andere entsprechend $vD \frac{M_2}{M_1 + M_2}$.

Die Direktionskraft K hatten wir oben gefunden gleich

$$K = \frac{v}{a^2}(c_{11} - 3c_{12} + c_{44}).$$

In diesem Ausdruck ist noch die Größe a unbekannt.

Die Zahl N der in der Volumeneinheit enthaltenen Teilchen berechnet sich zu

$$N = N_0 \cdot \frac{D}{\frac{M_1+M_2}{2}} \cdot \frac{M_0{}^{1)}}{D_0} = 1{,}234 \cdot 10^{24} \cdot \frac{D}{M_1+M_2}.$$

Es ist ferner

$$a = N^{-1/3}.$$

Setzen wir alle diese Werte in die Gleichung ein, so wird

$$u = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{v}{a^2}\frac{(c_{11}-3c_{12}+c_{44})}{v}\frac{(M_1+M_2)^2}{D\cdot M_1\cdot M_2}} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{(c_{11}-3c_{12}+c_{44})}{D}\cdot\frac{D^{2/3}\cdot(M_1+M_2)^{2/3}}{(M_1+M_2)^{1/3}\cdot M_1\cdot M_2}}\,(1{,}234\cdot 10^{24})^{1/3},$$

$$n = 1{,}709\cdot 10^7\sqrt{\frac{(M_1+M_2)^{1/3}\cdot(c_{11}-3c_{12}+c_{44})}{D^{1/3}\cdot M_1\cdot M_2}} = 1{,}709\cdot 10^7\,\frac{\sqrt[6]{(M_1+M_2)^2}\,\sqrt{(c_{11}-3c_{12}+c_{44})}}{\sqrt[6]{D}\,\sqrt{M_1\cdot M_2}}.$$

Um nun diese Schwingungen, deren Frequenz wir eben berechnet haben, wirklich zu erzeugen, genügt es durchaus nicht, zunächst ein Feld wirken zu lassen und dieses plötzlich zum Verschwinden zu bringen. Es ist nämlich ersichtlich, daß dies in einer kürzeren Zeit wird geschehen müssen als einer Viertelschwingung entspricht. Eine Überschlagsrechnung zeigt, daß dies praktisch unmöglich ist. Dagegen ist es möglich, ein elektrisches Feld derselben Frequenz zu erzeugen, um die Atome durch Resonanz zum Mitschwingen zu veranlassen.

Die Berechnung der Schwingungsfrequenzen in einigen Fällen und der Länge der entsprechenden elektrischen Wellen soll uns über die Größenordnung orientieren. Wir wählen die Stoffe Steinsalz (Chlornatrium), Sylvin (Chlorkalium) und Flußspat (Fluorkalzium), deren Konstanten bekannt sind.

	M_1	M_2	D	10^{-8} c_{11}	c_{12}	c_{44}	n	λ
Steinsalz $NaCl$ . .	23,05	35,45	2,17	4770	1320	1294	$3{,}632\cdot 10^{11}$	82,6 μ
Sylvin KCl . . .	39,15	35,45	1,95	3750	198	655	$4{,}530\cdot 10^{11}$	66,23 μ
Flußspat CaF_2 . .	40,1	$2\times 19{,}—$	3,18	16700	4570	3450	$6{,}664\cdot 10^{11}$	45,02 μ

Die gefundenen Wellenlängen liegen im Gebiet der ultraroten Wärmestrahlen. Durch solche Strahlen also wird unser System zum Mitschwingen angeregt. Die Energie dieser Strahlen wird dabei in die Schwingungsenergie der Atome umgewandelt und dann teils wieder zurückgestrahlt (reflektiert), teils durch irgendwelche Reibung in Wärme umgesetzt.

Für die berechneten Wellen muß daher der Stoff undurchlässig sein. Wir gehen wohl nicht fehl, wenn wir die beobachtete Absorption der betrachteten Stoffe im Ultraroten auf die oben beschriebenen Verhältnisse zurückführen.

Die Beobachtungen von Rubens u. a. lieferten die wirkliche Lage dieses Absorptionsstreifens für

Steinsalz . . . bei 51,2 μ
Sylvin . . . . „ 61,2 μ
Flußspat . . „ 31,6 und 24,— μ.

Wir waren davon ausgegangen, zu zeigen, daß es ein Metall gibt, das die elastischen Eigenschaften und die dielektrische Isotropie eines regulären Kristalles besitzt. Man erkennt aber leicht, daß es außer diesem noch eine große Anzahl von Modellen gibt, die dasselbe leisten. Z. B. ersetzen wir die früher angenommenen elastischen Stäbe in den Flächendiagonalen der Elementarwürfel durch solche in den vier großen Diagonalen, die durch den Mittelpunkt des Würfels gehen. Die Rechnung, die wir, weil sie nichts Neues enthält, hier nicht wiedergeben, zeigt, daß die elastischen Eigenschaften und die Isotropie bestehen bleiben, daß aber die für die Eigenschwingungen berechnete Frequenz nicht dieselbe wird. Es tritt nämlich an Stelle des elastischen Gliedes $(c_{11}-3c_{12}+c_{44})$ in unsrer oben gefundenen Formel für n jetzt eine ähnliche Summe $(c_{11}+c_{12}+c_{44})$. Führen wir hiermit die Rechnung aus, so ergeben sich für die Wellenlängen der Eigenschwingungen die Zahlen für

Steinsalz . . . . 44,1 μ
Sylvin . . . . . 60,23 μ
Flußspat . . . . 23,05 μ.

Von den beiden betrachteten und andern Modellen hat natürlich jedes ebensoviel oder ebensowenig Berechtigung. Keines von ihnen kann einen Anspruch darauf machen, ein wahrscheinliches Bild des tatsächlichen Systems der Wechselwirkungen zwischen den Atomen des Kristalls zu geben. Es läßt sich aber vermuten, daß man sich diesem Ideal dadurch annähern kann, daß man zwischen je zwei Atomen ein

1) M_0 und D_0 sind die betreffenden Konstanten für ein ideales Gas. Für Wasserstoff sind sie = 2,016 bzw. $9{,}004\cdot 10^{-5}$.

elastisches Bindeglied einführt, statt wie oben geschehen, nur zwischen den nächsten Nachbarn. Die Berechnung aller dieser Bindeglieder ist freilich dann nicht mehr möglich. Es stehen uns nämlich nur drei Bestimmungsgleichungen zur Verfügung. Wir müßten schon ganz willkürliche Annahmen über die Abhängigkeit ihrer Größe vom Abstand der zugehörigen Atome machen.

Trotzdem können wir mit einiger Wahrscheinlichkeit uns durch folgende Überlegungen, die freilich durchaus nicht streng beweisend sind, unserm Ziel nähern.

Die Gesamtheit der elastischen Bindeglieder zwischen je zwei Atomen kann in zwei Gruppen eingeteilt werden, je nachdem die betreffenden Atome gleichartig sind oder nicht. Gegen die Glieder der ersten Gruppe wird bei einer dielektrischen Verschiebung keine Arbeit geleistet.

Würden wir nun das elastische Verhalten des Kristalls allein durch Glieder der ersten Gruppe erklären, so würde, weil die Direktionskraft gegen eine dielektrische Verschiebung verschwindet, die Eigenschwingungsfrequenz gleich Null werden. Andererseits würde die alleinige Verwendung der zweiten Gruppe sicher einen zu großen Wert für die Frequenz liefern. Das war aber der Fall bei dem zweiten der oben behandelten Fälle.

Nehmen wir nun an, uns wäre das Gesetz bekannt, nach dem die Größe der elastischen Glieder mit dem Abstand der zugehörigen Atome abnimmt.

Wenn wir nun zur Darstellung der elastischen Eigenschaften des Kristalls uns sukzessive einer immer größeren Zahl von Gliedern bedienten, beginnend mit solchen zwischen benachbarten Atomen und fortschreitend zu immer entfernteren, so würde die berechnete Eigenschwingungsfrequenz sich oszillatorisch dem richtigen Wert nähern. Das Hinzufügen von Gliedern der ersten Gruppe nämlich würde jedesmal den zuletzt berechneten Wert verkleinern, das der andern ihn vergrößern, so daß derselbe zu groß oder zu klein ausfällt, je nachdem das zuletzt hinzugefügte Glied ein solches der ersten oder der zweiten Gruppe war. Wir können somit schließen, daß die im ersten der oben behandelten Fälle gefundene Frequenz zu klein war.

Der Vergleich zwischen Rechnung und Beobachtung bestätigt, daß der beobachtete Wert zwischen den beiden errechneten liegt.

Unser Modell enthält aber noch in einer andern Beziehung eine Willkürlichkeit. So wäre es z. B. ebensogut möglich gewesen, die eine Art Atome für sich kubisch anzuordnen und dann die andere in die Zentren der von den ersten gebildeten Elementarwürfel zu legen, so daß auch diese untereinander kubisch angeordnet werden. Dieses System könnten wir in derselben Weise wie oben mit elastischen Elementen versehen und dieselben Überlegungen wie oben anstellen.

Auch ohne die frühere Rechnung für dieses oder andere mögliche Systeme zu wiederholen, erkennt man, daß die Formel für die Eigenschwingungsfrequenz bei allen derartigen Systemen ganz ähnlich ausfallen muß. Verschieden kann nur der Zahlenfaktor werden und die Form der linearen Funktion der Elastizitätskonstanten.

Es erscheint hiernach aber aussichtslos, zu versuchen, auf rein theoretischem Wege eine exakte Formel aufzustellen, solange die Anordnung der Atome im Kristall sowie der zwischen ihnen wirkenden Kräfte nicht näher bekannt ist.

Wenn man die Annahme macht, daß bei chemisch ähnlich gebauten Stoffen, z. B. bei den sämtlichen Halogenverbindungen der Alkalimetalle (oder in noch größerem Bereich), die elastischen Konstanten einander proportional sind, kann man die lineare Funktion der elastischen Konstanten ersetzen durch eine einzelne und einen empirisch zu bestimmenden Zahlenfaktor C.

Praktisch eignet sich hierfür besonders die Kompressibilität, weil sie für eine größere Anzahl von Stoffen in zuverlässigen Messungen vorliegt[1]). Die Formel wird dann die Form annehmen:

$$n = \frac{1{,}709 \cdot 10^7 \sqrt[3]{(M_1 + M_2)^2}}{\sqrt[3]{D}\sqrt{M_1 M_2}} \sqrt{\frac{C}{\varkappa}};$$

$$\lambda = \frac{3 \cdot 10^{10}}{n},$$

wo C ein Zahlenfaktor und $\varkappa$ die Kompressibilität bedeutet.

Auf Grund dieser Formel gebe ich die folgende Tabelle mit $C = 2{,}24$: (s. nächste Seite).

Die Konstante C ist so gewählt, daß für $NaCl$ die Beobachtung mit der Rechnung übereinstimmt.

Im allgemeinen scheint für die Halogenverbindungen der Alkalimetalle die Kompressibilität mit zunehmendem Atomgewicht der beiden Komponenten zu wachsen. Das gleiche gilt für die Dichte. Die Eigenfrequenz wird also bei um so größeren Wellenlängen liegen, je größer das Molekulargewicht ist. Man kann daher erwarten, daß das Cäsiumjodid, als der schwerste Repräsentant der ganzen Reihe, erst bei größeren Wellenlängen absorbiert wie die

1) Richards u. Jones, J. Amer. Chem. Soc. 31, 158—191, 1909, Beibl. 33, S. 1050, 1909.

	M_1	M_2	$\sqrt[6]{(M_1+M_2)^2}/\sqrt{M_1 \cdot M_2}$	D	$\sqrt[6]{D}$	$\varkappa$	$\sqrt{\varkappa}$	n	λ	λ beob.
Na Cl	23,05	35,45	0,522	2,17	1,13$_5$	$4{,}1 \cdot 10^{-12}$	$2{,}03 \cdot 10^{-6}$	$5{,}87 \cdot 10^{12}$	(51,2 μ)	51,2
K Cl	39,15	35,45	0,482	1,98	1,12	5,0 „	2,23 „	4,92 „	61,—	61,1
Na Br	23,05	80,—	0,511	3,01	1,20	5,1 „	2,26 „	4,80 „	62,5	etwa 50—55
K Br	39,15	80,—	0,432$_5$	2,76	1,17$_5$	6,2 „	2,49 „	3,77 „	79,5	82,3 [1]
Na J	23,05	126,8	0,522	3,55	1,23$_5$	6,9 „	2,63 „	4,11 „	73,1	—
K J	39,15	126,8	0,429	3,07	1,20	8,6 „	2,93 „	3,12 „	96,2	97,7 [1]
Ca F$_2$	40,0	19×2	0,467	3,18	1,21$_5$	1,2 „	1,095 „	8,98 „	33,3	31,6 u. 24,—

andern ähnlichen Salze. Da seine Kompressibilität unbekannt ist, können wir nur durch eine Extrapolation einen Zahlenwert gewinnen. Eine Überschlagsrechnung ergibt, daß seine Absorption wahrscheinlich erst bei einer größeren Wellenlänge als 150 μ ihr Maximum erreicht.

Cs J ist daher wahrscheinlich unter den Alkalihalogenen der für Wärmestrahlen bis 100 μ durchlässigste Stoff.

Unsere Theorie läßt nur eine ultrarote Eigenschwingung zu. Trotzdem sind schon früher bei Flußspat und neuerdings auch bei *Na Cl*, *K Cl*, *K Br* und *K J* zwei Reststrahlenmaxima beobachtet (Rubens und Hollnagel, l. c.). Eine Erklärung hierfür kann ich nur vermutungsweise aussprechen. Vielleicht ist sie in einer mangelnden Inhomogenität des verwandten Lichtes (Auerbrenner) zu suchen. Es erscheint auch nicht unmöglich, daß die Dämpfung der erregenden wie der erregten Schwingungen eine doppelte Frequenz vortäuschen kann. Diese Frage muß ich einstweilen offen lassen.

Die hier vertretenen Anschauungen sind denen der Drudeschen Dispersionstheorie nahe verwandt. Der Unterschied besteht in zwei Punkten. Drude nimmt für jeden Absorptionsstreifen eine Gattung Ionen bzw. Elektronen an, die um eine feste Ruhelage schwingen, während wir zur Erklärung eines Absorptionsstreifens zwei Gattungen gegeneinander schwingen lassen. Drude macht keine Annahme über das Wesen der Direktionskräfte, während wir diejenigen Kräfte zwischen den Atomen dafür heranziehen, die auch das elastische Verhalten des Stoffes bedingen.

Diese Unterschiede lassen aber doch eine formale Vereinigung beider Betrachtungen zu, wenn wir die Schwingungen der beiden Arten von Atomen unabhängig voneinander betrachten und nachträglich erst berücksichtigen, daß ihre Frequenz dieselbe ist. Natürlich ist die Direktionskraft, die dann die Schwingung der einzelnen Art bestimmt, eine andere Größe wie die für die relative Bewegung früher erhaltene.

Es seien nämlich wie oben zwei Massen m_1 und m_2 gegeben, verbunden durch eine elastische Stange, welche die relative Direktionskraft K erzeugt. Dann schwingen die Massen um ihre Ruhelage, als ob auf die einzelne Masse die Direktionskraft K_1 bezw. K_2 wirke entsprechend der Gleichung

$$n = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{K(m_1+m_2)}{m_1 \cdot m_2}} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{K_1}{m_1}} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{K_2}{m_2}}$$

$$K_1 = K \cdot \frac{m_1+m_2}{m_2}; \quad K_2 = K \cdot \frac{m_1+m_2}{m_1}.$$

Die Bewegungsgleichung eines Ions lautet bei Drude

$$m\frac{\partial^2 \xi}{\partial \tau^2} = eX - \frac{4\pi e^2 \xi}{\vartheta} - \frac{re^2 \partial \xi}{\partial \tau}.$$

Hierin bedeutet $\frac{4\pi e^2}{\vartheta}$ die Direktionskraft, die das Ion in seine Ruhelage zurücktreibt. Der Ansatz führt bei Drude zu der Formel

$$n^2 = 1 + \Sigma \mathfrak{N}_h \cdot \vartheta_h \cdot \frac{\lambda_h^2}{\lambda^2 - \lambda_h^2}$$

$$= b^2 + \Sigma \frac{M_h}{\lambda^2 - \lambda_h^2},$$

wo n den Brechungskoeffizienten, der Index h die verschiedenen Arten Ionen, $\mathfrak{N}_h$ deren Zahl im cm^3, λ die Wellenlänge des eintreffenden Lichtes, λ_h die Wellenlänge der Eigenfrequenz der betreffenden Ionenart bedeutet.

Indem wir die Direktionskraft ersetzen durch unsern oben gefundenen Wert, ergibt sich

$$K_1 = \frac{4\pi c_1^2 \cdot \mathfrak{N}_1 \cdot v}{\vartheta_1}.$$

Also

$$\vartheta_1 = \frac{4\pi c_1^2 \cdot \mathfrak{N}_1 \cdot v}{K_1},$$

wo $c_1 = 4{,}69 \cdot 10^{-10}$ ist.

Es ist nun $\mathfrak{N}_1 = \frac{N}{2} = \frac{0{,}627 \cdot 10^{24} D}{M_1 + M_2}$ von früher bekannt und K_1 rückwärts berechnet aus der Schwingungsfrequenz

$$K_1 = \frac{4\pi^2 n^2 \cdot v \cdot D \cdot M_1}{M_1 + M_2}.$$

Setzen wir alles ein, so ergibt sich

$$M_1 = \frac{2{,}97 \cdot 10^7 \cdot \lambda_1^4 \cdot D}{M_1 (M_1 + M_2)}.$$

1) Nach Abschluß der Arbeit von Rubens und Hollnagel (Sitzungsber. d. Berl. Akad. 1910, 26—52) gemessen.

Für die beiden Ionenarten ist nun die Schwingungsfrequenz dieselbe. In der Formel für den Brechungsexponenten können wir daher die betreffenden Glieder in der Summe, weil die Nenner gleich sind, vereinigen und erhalten die der Beobachtung zugängliche Größe M_1 für die ultraroten Eigenschwingungen als Summe der M_1 und M_2

$$M_r = \frac{2{,}97 \cdot 10^7 \cdot \lambda_r^4 \cdot D}{M_1 \cdot M_2}.$$

Ich fasse das Ergebnis der obigen Untersuchung zusammen:

1. Es gelingt, ein Modell zu finden, das die elastischen und die elektrischen Eigenschaften der regulären zweiatomigen Kristalle besitzt.

2. Bei diesem Modell besteht eine Beziehung zwischen den elastischen Konstanten und der Frequenz der ultraroten Eigenschwingungen, die mit einiger Annäherung durch die Beobachtung bestätigt wird.

3. Ein ganz bestimmter Aufbau des Modells ist nicht erforderlich, vielmehr führen eine große Zahl ähnlicher Modelle zu denselben Beziehungen, die sich formal durch einen Zahlenfaktor unterscheiden.

4. Die Ermittelung dieses Zahlenfaktors in einem speziellen Fall ermöglicht die Berechnung der ultraroten Eigenfrequenz für andere Stoffe, die in guter Übereinstimmung mit der Beobachtung steht, soweit diese vorliegt.

5. Der formale Anschluß an die Drudesche Theorie der Dispersion ermöglicht die Berechnung einer weiteren wichtigen Konstante.

6. Die hier gefundene Beziehung ist die erste bisher existierende zwischen mechanischen und optischen Eigenschaften eines Stoffes.

(Eingegangen 7. September 1910.)

Einheitliche Ableitung der Transformationen, die mit dem Relativitätsprinzip verträglich sind.

Von N. Umow.

1. Allgemeine Bemerkungen. Die Transformation, welche den Hauptgegenstand der Relativitätstheorie bildet, ist die von H. A. Lorentz. Ihre Ableitung stützt sich auf einen Komplex von Annahmen und Überlegungen, welche nicht von selbst aus einem einzigen Satze auslaufen, sondern als durch den Scharfsinn des Untersuchers aneinander angeknüpft erscheinen. In Anbetracht der Einfachheit der Transformation erscheint ihre Ableitung zu weitläufig. Außerdem ergibt diese keine Anhaltspunkte zur Beurteilung der Stellung der Lorentz-Transformation gegen andere mögliche, und zeigt nicht die Wege, welche zu neuen Transformationen führten. Die üblichen Überlegungen müßten eher zur Aufklärung der Lorentz-Transformation als zu ihrer Ableitung dienen.

Diese Gedanken regten mich an, eine einheitliche Methode auszuarbeiten, welche, nur von einem Satze ausgehend, zur allgemeinen Beschreibung der Transformationen, die mit dem Relativitätsprinzip verträglich sind, führte.

2. Definitionen und Aufgabe. Im Raume denken wir uns zwei Welten, die miteinander in irgendwelcher kinematischer Beziehung stehen.

a) Die Welten heißen äquivalent, wenn die Erscheinungen einer und derselben Art in den beiden denselben Gesetzen folgen.

b) Zwei Punkte dieser Welten, in welchen die Erscheinung sich in ähnlicher Weise abspielt, heißen korrespondierend.

c) Die Aufgabe besteht in der Aufsuchung der Gleichungen, die die Raumzeitvariabeln der korrespondierenden Punkte verbinden.

Um die gestellte Aufgabe zu lösen, müssen wir die Naturerscheinung wählen, welche als grundlegend für unsere Untersuchung dienen soll. Aus allen Naturerscheinungen wählen wir, wegen seiner Allgemeinheit, die der Wellenbewegung.

Die Raumzeitvariabeln, welche einen Punkt eindeutig bestimmen, seien für die erste Welt mit x, y, z, t, für die zweite mit x', y', z', t' bezeichnet. Wir nehmen an, daß x, y, z rechtwinkelige Raumkoordinaten sind; über x', y', z' mache ich im voraus keine Aussage.

Die Erscheinung wird charakterisiert durch eine Funktion ψ, welche einmal in x, y, z, t, das andere Mal in x', y', z', t' ausgedrückt, in zwei physikalisch isotropen und äquivalenten Welten, der Form nach denselben partiellen Differentialgleichungen zweiter Ordnung genügen muß:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\omega^2}\frac{d^2\psi}{dt^2} &= \frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{d^2\psi}{dy^2} + \frac{d^2\psi}{dz^2} \\ \frac{1}{\omega^2}\frac{d^2\psi}{dt'^2} &= \frac{d^2\psi}{dx'^2} + \frac{d^2\psi}{dy'^2} + \frac{d^2\psi}{dz'^2} \end{aligned} \qquad (1)$$

Es bedeutet ω dieselbe konstante Geschwindigkeit der Wellenfortpflanzung in beiden Welten.

Diese Geschwindigkeit soll nicht notwendigerweise gleich der Lichtgeschwindigkeit sein. Die Relativitätsaufgabe kann man stellen für verschiedene Erscheinungen. Zum Beispiel in einem ruhenden wägbaren Körper, dessen Teilchen in Schwingungen versetzt sind, können wir uns ein in Bewegung begriffenes Bezugssystem mit einem Beobachter vorstellen, und die Frage über die Beziehungen zwischen den Raumzeit-

variabeln der korrespondierenden Punkte dieser zwei Welten aufwerfen.

Die hier auseinandergesetzten Begriffe sind die einzigen Grundlagen der folgenden Theorie; die weiteren Entwickelungen bestehen nur in der Ausführung mathematischer Rechnungen.

3. Lösung der Aufgabe. Wollen wir mit u eine der Raumzeitvariabeln der ersten Welt bezeichnen, und denken uns die Funktion ψ in den Variabeln der zweiten Welt ausgedrückt. Wir haben:

$$\frac{d\psi}{du} = \frac{d\psi}{dx'}\frac{dx'}{du} + \frac{d\psi}{dy'}\frac{dy'}{du} + \frac{d\psi}{dz'}\frac{dz'}{du} + \frac{d\psi}{dt'}\frac{dt'}{du}.$$

Nach diesem Muster bilden wir die zweiten Ableitungen $\frac{d^2\psi}{du^2}$. Eine solche Ableitung bei $u = t$ bildet den ersten Teil des folgenden Ausdruckes, welcher durch das Einsetzen der zweiten Ableitungen nach t, x, y, z in die erste der Gleichungen (I) erhalten ist. In diesem Ausdrucke mache ich von zwei Summenzeichen Gebrauch:

$$\sum\left(\frac{d_1}{dx}\right)^2 = \left(\frac{d_1}{dx}\right)^2 + \left(\frac{d_1}{dy}\right)^2 + \left(\frac{d_1}{dz}\right)^2$$

$$\sum\frac{dv}{dx}\frac{dw}{dx} = \frac{dv}{dx}\frac{dw}{dx} + \frac{dv}{dy}\frac{dw}{dy} + \frac{dv}{dz}\frac{dw}{dz}$$

und weiter

$$\Delta_1 = \frac{d^2_1}{dx^2} + \frac{d^2_1}{dy^2} + \frac{d^2_1}{dz^2}.$$

Wir erhalten auf diese Weise:

$$\begin{aligned}
&\frac{d^2\psi}{dx'^2}\left(\frac{dx'}{dt}\right)^2 + \frac{d^2\psi}{dy'^2}\left(\frac{dy'}{dt}\right)^2 + \frac{d^2\psi}{dz'^2}\left(\frac{dz'}{dt}\right)^2 + \\
&+ \frac{d^2\psi}{dt'^2}\left(\frac{dt'}{dt}\right)^2 + \frac{d\psi}{dx'}\frac{d^2x'}{dt^2} + \frac{d\psi}{dy'}\frac{d^2y'}{dt^2} + \frac{d\psi}{dz'}\frac{d^2z'}{dt^2} + \\
&+ \frac{d\psi}{dt'}\frac{d^2t'}{dt^2} + 2\frac{d^2\psi}{dx'dy'}\frac{dx'}{dt}\frac{dy'}{dt} + 2\frac{d^2\psi}{dx'dz'}\frac{dx'}{dt}\frac{dz'}{dt} + 2\frac{d^2\psi}{dz'dy'}\frac{dy'}{dt}\frac{dz'}{dt} + \\
&+ 2\frac{d^2\psi}{dx'dt'}\frac{dx'}{dt}\frac{dt'}{dt} + 2\frac{d^2\psi}{dy'dt'}\frac{dy'}{dt}\frac{dt'}{dt} + 2\frac{d^2\psi}{dz'dt'}\frac{dz'}{dt}\frac{dt'}{dt} = \\
&= \omega^2\left\{\frac{d^2\psi}{dx'^2}\sum\left(\frac{dx'}{dx}\right)^2 + \frac{d^2\psi}{dy'^2}\sum\left(\frac{dy'}{dx}\right)^2 + \frac{d^2\psi}{dz'^2}\right. \\
&\sum\left(\frac{dz'}{dx}\right)^2 + \frac{d^2\psi}{dt'^2}\sum\left(\frac{dt'}{dx}\right)^2 + \frac{d\psi}{dx'}\Delta x' + \\
&+ \frac{d\psi}{dy'}\Delta y' + \frac{d\psi}{dz'}\Delta z' + \frac{d\psi}{dt'}\Delta t' + 2\frac{d^2\psi}{dx'dy'}\sum\frac{dx'}{dx}\frac{dy'}{dx} + \\
&+ 2\frac{d^2\psi}{dx'dz'}\sum\frac{dx'}{dx}\frac{dz'}{dx} + 2\frac{d^2\psi}{dz'dy'}\sum\frac{dy'}{dx}\frac{dz'}{dx} + 2\frac{d^2\psi}{dx'dt'}\sum\frac{dx'}{dx}\frac{dt'}{dx} + \\
&\left. + 2\frac{d^2\psi}{dy'dt'}\sum\frac{dy'}{dx}\frac{dt'}{dx} + 2\frac{d^2\psi}{dz'dt'}\sum\frac{dz'}{dx}\frac{dt'}{dx}\right\}.
\end{aligned}$$

Diese Gleichung soll mit der zweiten der Gleichungen (I) identisch sein. Es müssen daher in ihr nur die Ableitungen 2. Ordnung der Form $\frac{d^2\psi}{du^2}$ bleiben, und die Koeffizienten dieser gewissen Bedingungen genügen. Die Koeffizienten der Ableitungen der Form $\frac{d\psi}{du}$ und $\frac{d\psi}{du\,dv}$ müssen verschwinden. Auf diese Weise erhalten wir folgende differentielle Transformationsgleichungen:

$$\begin{aligned}
&\omega^2\sum\left(\frac{dx'}{dx}\right)^2 - \left(\frac{dx'}{dt}\right)^2 = \omega^2\sum\left(\frac{dy'}{dx}\right)^2 - \\
&- \left(\frac{dy'}{dt}\right)^2 = \omega^2\sum\left(\frac{dz'}{dx}\right)^2 - \left(\frac{dz'}{dt}\right)^2 = \qquad \text{(II)} \\
&= \omega^2\left[\left(\frac{dt'}{dt}\right)^2 - \omega^2\sum\left(\frac{dt'}{dx}\right)^2\right].
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&\frac{d^2x'}{dt^2} = \omega^2\Delta x', \quad \frac{d^2y'}{dt^2} = \omega^2\Delta y', \\
&\frac{d^2z'}{dt^2} = \omega^2\Delta z', \quad \frac{d^2t'}{dt^2} = \omega^2\Delta t'. \qquad \text{(III)}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&\frac{1}{\omega^2}\frac{dx'}{dt}\frac{dy'}{dt} = \sum\frac{dx'}{dx}\frac{dy'}{dx}, \\
&\frac{1}{\omega^2}\frac{dy'}{dt}\frac{dz'}{dt} = \sum\frac{dy'}{dx}\frac{dz'}{dx}, \qquad \text{(IV)} \\
&\frac{1}{\omega^2}\frac{dx'}{dt}\frac{dz'}{dt} = \sum\frac{dx'}{dx}\frac{dz'}{dx}.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&\frac{1}{\omega^2}\frac{dx'}{dt}\frac{dt'}{dt} = \sum\frac{dx'}{dx}\frac{dt'}{dx}, \\
&\frac{1}{\omega^2}\frac{dy'}{dt}\frac{dt'}{dt} = \sum\frac{dy'}{dx}\frac{dt'}{dx}, \qquad \text{(V)} \\
&\frac{1}{\omega^2}\frac{dz'}{dt}\frac{dt'}{dt} = \sum\frac{dz'}{dx}\frac{dt'}{dx}.
\end{aligned}$$

Die Integrale dieser simultanen Differentialgleichungen bilden die Beschreibung der Transformationen, welche mit dem Relativitätsprinzip verträglich sind. Man kann auch x', y', z' t' als Funktionen von Zwischenkoordinaten x_1, y_1, z_1 ansehen, welche die gegebene relative Bewegung der beiden Welten beschreiben, und demgemäß in die oben dargelegten Bedingungen die Ableitungen $\frac{dx'}{dx_1}$ etc., $\frac{dx_1}{dx}$ etc. einführen.

4. Einschränkungen. Lorentz-Transformation. Die Lorentz-Transformation könnten wir aus den allgemeinen Gleichungen (II) bis (V) durch Einführung der Zwischenkoordinaten erhalten. Wir schlagen aber einen anderen Weg ein. Die einfachste Transformation entspricht dem Falle, daß nur eine räumliche Variable x' von der Zeit t, und die zeitliche

Variable t' nur von einer Raumkoordinate x abhängt.

Es sei gesetzt:

$$\frac{dy'}{dt}=0, \quad \frac{dz'}{dt}=0, \quad \frac{dt'}{dy}=0, \quad \frac{dt'}{dz}=0. \tag{1}$$

Außerdem müssen wir die Bedingungen einführen, welche die gegenseitigen Verhältnisse der Variabeln x', y', z', t' zu x, y, z, t bestimmen. Es seien diese durch den Ansatz gegeben, daß allgemein

$$\frac{dx'}{dx}, \quad \frac{dy'}{dy}, \quad \frac{dz'}{dz}, \quad \frac{dt'}{dt} \tag{2}$$

von Null verschieden sind. Wir haben dann aus den Gleichungen (V):

$$\begin{gathered}\frac{1}{\omega^2}\frac{dx'}{dt}\frac{dt'}{dt}=\frac{dx'}{dx}\frac{dt'}{dx}, \quad \frac{dy'}{dx}\frac{dt'}{dx}=0,\\ \frac{dz'}{dx}\frac{dt'}{dx}=0.\end{gathered} \tag{3}$$

Da $\frac{dt'}{dx}$ von Null verschieden ist, erhalten wir:

$$\frac{dy'}{dx}=0, \quad \frac{dz'}{dx}=0. \tag{4}$$

Es werden die Gleichungen (IV):

$$\begin{aligned}0&=\frac{dx'}{dy}\frac{dy'}{dy}+\frac{dx'}{dz}\frac{dy'}{dz},\\ 0&=\frac{dy'}{dy}\frac{dz'}{dy}+\frac{dy'}{dz}\frac{dz'}{dz},\\ 0&=\frac{dx'}{dy}\frac{dz'}{dy}+\frac{dx'}{dz}\frac{dz'}{dz}.\end{aligned} \tag{5}$$

Die Elimination von $\frac{dy'}{dy}$ und $\frac{dz'}{dz}$, welche nach (2) von Null verschieden sind, führt zu der Beziehung:

$$\left[\left(\frac{dx'}{dy}\right)^2+\left(\frac{dx'}{dz}\right)^2\right]\frac{dy'}{dz}\frac{dz'}{dy}=0. \tag{6}$$

Diese kann auf dreierlei Weise befriedigt sein; für das Endresultat ist es gleichgültig, welchen von den drei Faktoren der Gleichung (6) wir der Null gleichsetzen. Nehmen wir $\frac{dy'}{dz}=0$ an, so erhalten wir aus (5), wegen der Bedingungen (2) noch neue; alle zusammen werden folgenderweise ausgedrückt:

$$\frac{dy'}{dz}=0, \quad \frac{dz'}{dy}=0, \quad \frac{dx'}{dz}=0, \quad \frac{dx'}{dy}=0. \tag{7}$$

Wir schließen also, daß

$$\begin{gathered}x'=f_1(t,x), \quad y'=f_2(y), \quad z'=f_3(z),\\ t'=f_4(t,x),\end{gathered} \tag{8}$$

wo f das Zeichen einer Funktion bedeutet.

Die Gleichungen (II) und (III) werden jetzt:

$$\begin{gathered}\omega^2\left(\frac{dx'}{dx}\right)^2-\left(\frac{dx'}{dt}\right)^2=\omega^2\left(\frac{dy'}{dy}\right)^2=\omega^2\left(\frac{dz'}{dz}\right)^2=\\ =\omega^2\left[\left(\frac{dt'}{dt}\right)^2-\omega^2\left(\frac{dt'}{dx}\right)^2\right],\end{gathered} \tag{9}$$

$$\begin{gathered}\frac{d^2x'}{dt^2}=\omega^2\frac{d^2x'}{dx^2}, \quad \frac{d^2t'}{dt^2}=\omega^2\frac{d^2t'}{dx^2},\\ \frac{d^2y'}{dy^2}=0, \quad \frac{d^2z'}{dz^2}=0.\end{gathered} \tag{10}$$

Wollen wir annehmen, daß bei $y=0$, $z=0$ auch $y'=0$, $z'=0$ sind; die zwei letzten der Gleichungen (10) und die mittlere der Gleichungen (9) geben:

$$y'=\beta y, \quad z'=\beta z, \tag{IV}$$

wo β eine Konstante ist.

Die Gleichungen (9) geben dann:

$$\begin{gathered}\omega^2\left(\frac{dx'}{dx}\right)^2-\left(\frac{dx'}{dt}\right)^2=\omega^2\beta^2\\ \left(\frac{dt'}{dt}\right)^2-\omega^2\left(\frac{dt'}{dx}\right)^2=\beta^2.\end{gathered} \tag{11}$$

Indem wir die erste einmal nach x, andersmal nach t differentiieren, und die erste der Gleichungen (10) berücksichtigen, erhalten wir:

$$\begin{gathered}\omega^2\frac{dx'}{dx}\frac{d^2x'}{dx^2}-\frac{dx'}{dt}\frac{d^2x'}{dtdx}=0\\ \frac{dx'}{dx}\frac{d^2x'}{dxdt}-\frac{dx'}{dt}\frac{d^2x'}{dx^2}=0.\end{gathered} \tag{12}$$

Multiplizieren wir die letzte mit $\frac{dx'}{dt}$, und die erste mit $\frac{dx'}{dx}$ und addieren dann die beiden, so erhalten wir

$$\left[\omega^2\left(\frac{dx'}{dx}\right)^2-\left(\frac{dx'}{dt}\right)^2\right]\frac{d^2x'}{dx^2}=0. \tag{13}$$

Da der erste Faktor nach (11) nicht Null ist, erhalten wir mit der Berücksichtigung der ersten der Gleichungen (10) und (12):

$$\frac{d^2x'}{dx^2}=0, \quad \frac{d^2x'}{dt^2}=0, \quad \frac{d^2x'}{dtdx}=0. \tag{14}$$

Durch ähnliche Behandlung der zweiten der Gleichungen (11) erhalten wir:

$$\frac{d^2t'}{dx^2}=0, \quad \frac{d^2t'}{dt^2}=0, \quad \frac{d^2t'}{dtdx}=0. \tag{15}$$

Es liefert die Integration der Gleichungen (14) und (15) bei der Festsetzung, daß bei $t=0$, $x=0$, auch $t'=0$, $x'=0$ werden:

$$x'=a(x-vt), \quad t'=a_1t+a_2x, \tag{16}$$

wo a, v, a_1, a_2 Konstanten sind. Indem wir diese Werte in die erste der Gleichungen (3) einsetzen, erhalten wir:

$$a_2=-\frac{1}{\omega^2}a_1v. \tag{17}$$

Die Einsetzung in die Gleichungen (11) ergibt:

$$a^2(\omega^2 - v^2) = \omega^2\beta^2 = a_1^2(\omega^2 - v^2), \quad (18)$$

woraus $a_1 = a$, $\frac{a}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{\omega^2}}}$. (IV)

Wir gelangen also zu der Lorentz-Transformation: $x' = a(x - vt)$, $y' = \beta y$, $z' = \beta z$

$$t' = a\left(t - \frac{v}{\omega^2}x\right), \quad \frac{a}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{\omega^2}}}. \quad (L)$$

Es ist $x_1 = x - vt$ eine Zwischenkoordinate.

5. Bemerkung. Indem x, y, z rechtwinkelige und geradlinige Koordinaten bezeichnen, können im allgemeinen x', y', z' krummlinig ausfallen. Ein Wesen, welches in einer solchen Welt lebte und wegen der Beschränktheit seiner Gefühle nur unendlich kleine Raumstrecken ausmessen könnte, würde solche Koordinaten als geradlinig auffassen.

Moskau, Universität, Physikalisches Institut.
2. August 1910. (Eingegangen 6. August 1910.)

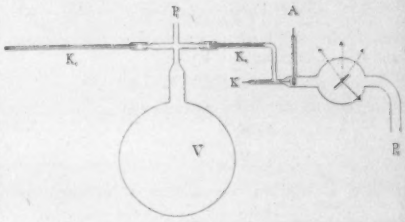
Anordnung zur Erzeugung von Röntgenstrahlen konstanter Intensität.

Von G. Rümelin.

Wie schon seit langer Zeit bekannt, ist die Strahlung einer Röntgenröhre nicht konstant, da beim Betrieb der Druck in der Röhre abnimmt, die Röhre härter wird. Mißt man die Intensität der Strahlung durch die von ihr hervorgerufene Ionisation, so schwankt letztere sehr stark, da das Ionisierungsvermögen der Strahlen stark mit der Härte derselben variiert. Man ist infolgedessen bei den verschiedenen Messungen an Röntgenstrahlen genötigt, die Intensitätsschwankungen zu berücksichtigen; dies geschieht bekanntlich dadurch, daß man möglichst gleichzeitig mit jeder Messung die Intensität der Strahlen in einem besonderen Ionisationsraum mißt und dann auf gleiche Intensität reduziert.

Für bestimmte Zwecke erscheint es wünschenswert, eine Röntgenröhre so zu betreiben, daß sie möglichst lange eine Strahlung von möglichst konstanter Intensität hergibt. Um dies zu erreichen, suchte ich die Druckänderungen in der Röhre dadurch zu erniedrigen, daß ein möglichst konstanter, rascher Luftstrom durch die Röhre gepumpt wurde; eine Druckverminderung in der Röhre wird so durch Verstärkung des Zuströmens und durch Abnahme des Abfließens kompensiert. Eine große, konstante Pumpgeschwindigkeit läßt sich mit dem Gaedeschen Aggregat rotierender Luftpumpen bei Beobachtung einiger Vorsichtsmaßregeln erreichen. Dabei erschien es vorteilhaft, mit einer Röhre zu arbeiten, die schon bei relativ hohen Drucken Röntgenstrahlen zu erzeugen gestattet[1]). Es erwies sich als unpraktisch, den Widerstand der Kapillare, durch welche Luft in die Röntgenröhre einströmt, so groß zu machen, daß die verlangte Strömungsgeschwindigkeit bei einer Atmosphäre Druckdifferenz erreicht wird; es wurde deshalb vor die Zuströmungskapillare ein Vorvakuum gelegt, das auf konstantem Druck erhalten wurde.

Die Glasapparatur ist in nachstehender Figur skizziert. An den Sechsliterkolben V waren die



Kapillaren K_1 und K_2 sowie eine Rohrleitung P_1 durch Schlauchverbindung angeschlossen. Durch die Thermometerkapillare K_1 (Länge = 30 cm, innerer Durchmesser etwa 0,15 mm) strömt Luft aus der Atmosphäre in das Vorvakuum V, ein Teil des Luftstroms von da durch P_1 zur Kapselpumpe, während der Rest durch K_2 (Länge 10 cm, innerer Durchmesser 1 mm) in die Röntgenröhre und von da durch die kurze und weite Rohrleitung P_2 in die Hg-Pumpe überging. Durch Zwischenschalten kleiner Kapillarenstücke zwischen V und K_2 konnten die Drucke in der Röntgenröhre variiert werden.

Die Röntgenröhre wurde durch ein Klingelfußsches Induktorium (10 cm Schlagweite, Walterschaltung) mit rotierendem Quecksilberunterbrecher (Rotax) betrieben. Die Messung der Röntgenstrahlintensität geschah mit einem β-Strahlelektroskop Wilsonscher Konstruktion, die Abfallgeschwindigkeit der Ladung wurde mit Mikroskop mit Okularmikrometer beobachtet. Durch absorbierende Schichten war der Effekt im Elektroskop auf einen meßbaren Betrag herabgedrückt. Die Konstanz des Elektroskops wurde vor und nach jedem Versuch mit einem Ra-Präparat kontrolliert.

Es mußte mit verhältnismäßig starker Vergrößerung im Mikroskop operiert werden, um möglichst rasch hintereinander Zerstreuungsmessungen vornehmen zu können. Der natürliche Spannungsverlust war zu vernachlässigen.

1) Herrn Dr. Gaede danke ich verbindlichst für die gütige Erlaubnis, eine von ihm zu diesem Zwecke konstruierte Röhre zu benutzen.

10 Minuten nach Ingangsetzen der Pumpen wurde das Induktorium eingeschaltet und die Entladung während der ganzen Versuchsdauer durch die Röhre hindurchgeschickt. Die Tabelle enthält neben der Zeit T, die seit dem Beginn des Evakuierens verstrichen ist, als Maß für die Intensität der Strahlen die Zeit τ, die das Blättchen des Elektroskops brauchte, um über 20 Teilstriche der Okularskala zu wandern.

T in Minuten	τ in Sekunden		
25	10,6	10,5	10,5
30	10,5	10,5	10,4
36	9,6	9,6	
40	8,8	9,0	8,8
45	8,7	8,9	
48	8,8	8,6	
52	8,6	8,6	
55	8,6	8,8	8,6
58	8,7	8,7	
62	8,8	8,6	
66	8,6	8,8	

Man erkennt, daß allerdings erst nach längerer Zeit des Betriebes die Intensität der Strahlung praktisch völlig konstant wird. Mit gewöhnlichen Röntgenröhren war es mir nicht möglich, auch nur annähernd eine derartige Konstanz zu erzielen.

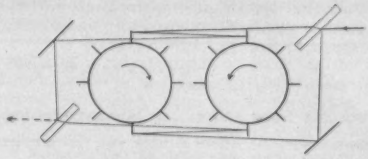
(Eingegangen 2. September 1910.)

Optische Differenztöne.

Von Hans Pettersson.

Die experimentelle Prüfung des Dopplerschen Prinzips für Lichtstrahlen wurde zum ersten Male von A. Bielopolsky[1]) ausgeführt. Sein Apparat bestand aus zwei Systemen von Rädern, jedes Paar mit acht radiell befestigten Spiegeln versehen. Durch Elektromotoren konnten diese zwei Systeme in schnelle, entgegengesetzt gerichtete Rotation versetzt werden. Ein Lichtstrahl wurde in den Apparat geschickt und gelangte nach mehrmaliger Reflexion zwischen zwei von den Spiegeln in einen Spektrograph. Die photographischen Aufnahmen bei stillstehenden und bei schnell rotierenden Rädern zeigten eine deutliche Verschiebung der Spektrallinien im Sinne des Dopplerschen Prinzips. Später haben Fürst Galitzin und Wilip[2]) eine viel genauere Untersuchung mit demselben Apparat gemacht und fanden das Dopplersche Prinzip innerhalb der Grenzen der Versuchsfehler quantitativ bestätigt.

Es scheint, als ob man mit diesem Apparat Lichtschwebungen von sehr hoher Frequenz oder optische Differenztöne erzeugen könnte. Die Frequenz von den nach den Methoden von Righi u. a. hergestellten Lichtschwebungen dürfte man kaum höher als einige hundertmal in der Sekunde treiben können.



Wenn ein sehr intensiver Strahl von homogenem Licht, etwa der grüne Strahl einer Hg-Lampe, durch eine halbversilberte Glasplatte in zwei Strahlen gleicher Intensität geteilt würde und dann jeder von diesen Strahlen je einen Weg durch einen doppeltwirkenden, schnell rotierenden Apparat von Bielopolsky gesandt würde, so würde die Schwingungszahl N des einen Strahls durch Dopplereffekt um einen kleinen Betrag ΔN erhöht, die Schwingungszahl des anderen um ebensoviel erniedrigt werden. Mit der größten von Bielopolsky gebrauchten Geschwindigkeit würde ΔN gleich $25 \cdot 10^{-7} \cdot N$ sein. Würden nun diese beiden, etwas verstimmten Lichtstrahlen zusammen reflektiert, so würden sie längs ihrem gemeinsamen (punktierten) Wege interferieren und einen optischen Differenzton von der Frequenz $2 \cdot \Delta N$, also von der Wellenlänge etwa 110 cm erzeugen. Dieser Differenzton ließe sich wohl als Hertzscher Strahl mit geeignetem Resonator und Detektor wahrnehmen.

Zwar würde die von einer so erzeugten elektromagnetischen Welle getragene Energie äußerst klein sein, was ihren experimentellen Nachweis vielleicht fraglich machen würde. Es ist aber wahrscheinlich, daß die in der Praxis gegenwärtig gebrauchten Detektoren auf noch kleinere Energiemengen, z. B. beim transatlantischen Telegraphieren, reagieren können.

Durch diesen Versuch würde also aus einer optischen Schwingung ein Hertzscher Strahl erzeugt werden, was wohl als ein sehr kräftiger Beweis für die qualitative Identität der beiden Erscheinungen angesehen werden darf.

Aus dem Gelingen eines solchen Versuchs ergibt sich außerdem die Möglichkeit zur Herstellung elektromagnetischer Strahlen von bekannter Energie, die sich ja aus der Intensität des optischen Strahles unschwer berechnen ließe.

Theoretisch ergibt sich auch daraus die Möglichkeit zur Herstellung von elektromagnetischen Wellen von der noch unbekannten Wellenlänge ($\lambda < 3$ mm). Leider wird es aber wahrscheinlich unmöglich sein, die Rotationsgeschwindigkeit und die Zahl der Reflexionen auf die erforderliche Höhe zu treiben.

1) Bulletin de l'Académie Impériale des Sciences de St. Pétersbourg 1901, Nr. 5, S. 461.
2) Ibid. 1907, Nr. 8, S. 213.

Durch das liebenswürdige Entgegenkommen des Herrn Prof. Fürst B. Galitzin, St. Petersburg, werde ich hoffentlich bald in der Lage sein, einige Versuche mit dem Originalapparat Bielopolskys in oben erwähnter Richtung selbst auszuführen.

Upsala, den 14. April 1910.

(Eingegangen 21. April 1910.)

Über die Polarisation des Himmelslichtes.

Bemerkungen zu einem Artikel von W. Krebs.

Von Chr. Jensen und Friedr. Busch.

In seinem durch die Überschrift näher bezeichneten Artikel (diese Zeitschr. **10**, 1025, 1909) schreibt Herr Krebs wörtlich:

„An einem Tage mit Bewölkung, besonders mit Ci-Streifen, fand ich wechselnde Gestaltung dieser Banden (Met. Z. Jan. 1909, S. 37). Doch erscheint es viel zu weit gegangen, wenn neuerdings von Busch und Jensen vorgeschlagen wird, wegen der durch solche Beobachtungen belegten Unregelmäßigkeiten auf Polarisationsbeobachtungen bei nicht gänzlich klarem Himmel überhaupt zu verzichten. Das würde die Ausnutzung der Polarisation für die praktische Geophysik der Atmosphäre in vielen Fällen illusorisch machen, usw."

Auf die erste Bemerkung will ich gar nicht eingehen. Die folgenden Bemerkungen lassen sich aber nur durch ein völliges Mißverständnis des Herrn Krebs erklären. Weder Busch noch ich haben an irgendeiner Stelle unserer Veröffentlichungen von einer völligen Verzichtleistung auf Polarisationsbeobachtungen bei nicht ganz klarem Himmel gesprochen. Dieser Idealzustand ist nur für die miteinander zu vergleichenden, an den verschiedensten Punkten der Erde anzustellenden Beobachtungen anzustreben, da der Einfluß verschieden großer, verschieden gearteter und in verschiedener Weise über den Himmel verteilter Bewölkung auf die Lage der neutralen Punkte noch viel zu wenig bekannt ist, um solche Messungen nach gebührender Berücksichtigung des durch die Bewölkung verursachten Einflusses mit den bei durchaus heiterem Himmel gewonnenen Beobachtungen vergleichen zu können.[1])

Wohl aber muß man in peinlichster Weise darauf achten, daß die Bewölkungsverhältnisse während einer Beobachtungsreihe genau kontrolliert werden. Darauf habe ich in der in der Anmerkung genannten Anleitung besonderes Gewicht gelegt. Man kann sich nicht genug hüten, weitgehende Schlüsse aus Beobachtungen zu ziehen, bei denen nicht in gewissenhaftester Weise auf die Bewölkungsverhältnisse des Himmels Rücksicht genommen wurde. In diesem Sinne habe ich mich auch gelegentlich der Diskussion zum Vortrage des Herrn Krebs bei der 1909 in Hamburg tagenden Wanderversammlung der Vereinigung von Freunden der Astronomie und kosmischen Physik geäußert. Hätte Herr Kr. dies genügend berücksichtigt, so hätte er auch meines Erachtens hinsichtlich seiner Beobachtungen im Juni und Juli 1909 nie und nimmer zu so weitgehenden Schlüssen kommen können, wie sie in folgenden Sätzen ausgesprochen sind: „Die Änderung, welche in solcher Weise an der Polarisation des Himmelslichtes über Großflottbeck nachgewiesen war, sprach deshalb für ähnliche Ereignisse vulkanischer Art wie diejenigen, die dem Jahre 1886 vorangingen. Tatsächlich liegen vom 22. Juni 1909 Nachrichten vor über einen vulkanischen Ausbruch auf Tenerife." Ich möchte hier aber nicht unterlassen, darauf hinzuweisen, daß sich nach den mir gewordenen Mitteilungen des Herrn Dr. O. Burchard von der Meteorologischen Station in Puerto de Orotava „am 22. Juni 1909 auf Teneriffa wohl ein Erdbeben von außergewöhnlicher Intensität, jedoch keine Eruption irgendwelcher Art ereignet hat, ja daß nicht einmal bei dem tatsächlichen Ausbruch vom 18. Nov. und später von einer optischen Störung der Atmosphäre außerhalb Teneriffas die Rede sein kann, da nur eine sehr zähflüssige Lava und Schlacke nebst relativ sehr wenig staubförmiger Asche ausgestoßen wurde." Demnach würden für Herrn Krebs höchstens die aus seinen „theoretischen Gründen" wahrscheinlich um dieselbe Zeit in anderen, entlegeneren Teilen der Erde, besonders im Samoa- und Tongagebiet, eingetretenen vulkanischen Eruptionen zur Erklärung seiner Beobachtungen übrig bleiben.

Hamburg, Physikalisches Staatslaboratorium.
Chr. Jensen.

Mit den vorstehenden Ausführungen von Jensen erkläre ich mich durchaus einverstanden. Es sei mir indessen gestattet, noch folgendes hinzuzufügen:

Der von Herrn Krebs im ersten Satze seines Artikels gemachten Bemerkung, daß meine Beobachtungen mit dem Savartschen Polariskop sich „mit gelegentlichen kaum mehr als einige

1) Chr. Jensen, Die gegenwärtigen Probleme und Aufgaben, welche mit dem Studium der atmosphärischen Polarisation verknüpft sind. Vortrag, abgedruckt in den Astronomischen Nachrichten Bd. 179 (1908), Spalte 165 bis 176. Daß von einer so rigorosen Forderung, wie Herr Krebs sie andeutet, gar keine Rede sein kann, wissen vor allem diejenigen Herren, denen ich gleichzeitig mit einem ihnen leihweise (gegen Einsendung der Beobachtungen zur Verarbeitung durch mich) vom Hamburger Physikalischen Staatslaboratorium überlassenen, von mir angegebenen (mit Buschschem Visier versehenen) Apparat zur Bestimmung der Höhe der neutralen Punkte eine ausführliche Anleitung zum Beobachten zugestellt habe.

Halos betreffenden Ausnahmen" auf den Vertikal der Sonne beschränkt hätten, muß ich entgegentreten. Herr Krebs hat dabei meine S. I der von ihm zitierten Programmarbeit angegebene Arbeit aus dem Jahre 1889 (Met. Zeitschr. März 1889, S. 81—95) unbeachtet gelassen. In dieser Arbeit habe ich im Abschnitt III „Die Drehung der Polarisationsebene in der Sonnenumgebung mit Annäherung an die Sonne" besprochen und dabei auch die Form der von Krebs als Felder positiver und negativer Polarisation bezeichneten Gebiete nach meinen Beobachtungen wiedergegeben.

Eine rechteckige Form des „zenitalen Feldes positiver Polarisation", wie Herr Krebs sie beschreibt, habe ich niemals beobachtet. Wenn man an der allgemein üblichen Auffassung der Begriffe positiver und negativer Polarisation festhält, so erscheint es überhaupt ganz ausgeschlossen, daß sich ein solches „zenitales rechteckiges Feld positiver Polarisation, das ausgeschnitten ist aus den horizontalen Partien negativer Polarisation", bilden kann.

Auch die von Herrn Krebs gebrauchte Bezeichnung „neutrale Banden", durch welche die Felder positiver und negativer Polarisation getrennt sein sollen, kann leicht irreführen, da diese Banden nur scheinbar neutral sind.

Anmerkung. Im Jahre 1908 machte mich Jensen darauf aufmerksam, daß der Engländer Bosanquet schon 14 Jahre vor mir zu einer ähnlichen Vorstellung über die Lage der Polarisationsebene in der Umgebung der Sonne gelangt sei.

Arnsberg i. W. Friedr. Busch.

(Eingegangen 28. August 1910.)

BERICHT ÜBER DIE 93. VERSAMMLUNG DER SCHWEIZERISCHEN NATURFORSCHENDEN GESELLSCHAFT 4.—7. SEPTEMBER 1910 IN BASEL.

Die Schweizerische Naturforschende Gesellschaft hielt vom 4.—7. September ihre Jahresversammlung in Basel ab. Am Nachmittag des 4. September konstituierte sich eine schweizerische mathematische Gesellschaft; zum Präsidenten wurde R. Fuëter (Basel) gewählt. Abends 8 Uhr trafen sich die Festteilnehmer zur Begrüßung im Musiksaal des Stadtkasinos.

Der Jahrespräsident Prof. K. Von der Mühll (Basel) eröffnete Montag den 5. September um $8^1/_2$ Uhr die erste Gesamtsitzung, indem er die Entwicklung der Naturwissenschaftlichen Institute der Universität Basel während der letzten drei Dezennien schilderte. Das Universitätsjubiläum brachte zum Sommersemester 1910 die Eröffnung des neuen chemischen Instituts, das nunmehr auch Einrichtungen für Elektrochemie und physikalische Chemie aufweist. Das physikalische Institut im „Bernoullianum" wird durch die freiwerdenden Räume des bisherigen I. chemischen Instituts reichlich Raum erhalten und so wird auch dieses Institut entsprechend der immer noch wachsenden Bedeutung der Physik sich weiter entwickeln können.

Im geschäftlichen Teil der Sitzung teilte der Zentralpräsident Dr. Fritz Sarasin mit, daß es seinen Bemühungen gelungen ist, die Aufnahme der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft als Mitglied der Internationalen Assoziation der Akademien zu bewirken. Da die Schweiz keinerlei „Akademie" besitzt, ist diese internationale Anerkennung für die Mitwirkung der Schweiz an internationalen wissenschaftlichen Fragen von Wichtigkeit.

In der Gesamtsitzung sprachen:

W. Ostwald (Leipzig): Über Naturphilosophie,

Paul Sarasin (Basel): Über Weltnaturschutz,

A. Ernst (Zürich): Baumbilder aus den Tropen.

Bei dem sich anschließenden Bankett begrüßte die Teilnehmer in Vertretung des erkrankten kantonalen Unterrichtsministers der Vorsteher des Justizdepartements Dr. jur. Blocher als Vertreter der Regierung.

Der Rest des Tages war der Besichtigung des zoologischen Gartens bestimmt. Abends empfing Herr A. Burckhardt-Heußler, ein bekannter Förderer künstlerischer und philanthropischer Bestrebungen die Teilnehmer der Jahresversammlung in seinem Hause.

Der zweite Tag der Versammlung (6. September) brachte die Sektionssitzungen.

In der mathematischen Sektion, zugleich erste Versammlung der neubegründeten Schweizerischen mathematischen Gesellschaft teilte F. Prášil (Zürich) neue elegante graphische Methoden zur Behandlung hydrotechnischer Probleme mit, die u. a. genaue Abschätzung der Fehler erlauben. Aus dem Be-

richt von F. Rudio (Zürich) über die Herausgabe der Werke Eulers erfuhr man, daß noch vor Jahresschuß der erste Band erscheinen wird. Als Vorträge von allgemeinem Interesse erwähne ich ferner noch:

F. Fueter (Basel): Einteilungsprinzipien der algebraischen Zahlen und Ideale, O. Spieß (Basel): Schließungsprobleme ebener Kurven und M. Großmann (Zürich): Über ein geometrisches Problem der Photogrammetrie.

Die Überfülle von Traktanden und Vorträgen, welche die Sitzung der Chemischen Sektion belastete, bewirkte leider, daß die erstmals tagende Untersektion für Physikalische Chemie, welche programmäßig zuerst gemeinsam mit der chemischen Hauptsektion tagte, für ihre Spezialsitzung viel zu wenig Zeit hatte. So konnten leider nur wenige der angemeldeten Redner mit ihren Einzelvorträgen zu Wort kommen: Herr G. Baume (Genf) demonstrierte einen sinnreichen Apparat zur Härtebestimmung von Metallegierungen. D. Reichenstein berichtete über seine Versuche über: Ermüdungs- und Erholungsphänomene in galvanischen Zellen. Wolf Johannes Müller (Mülhausen i/E.) sprach über: Löslichkeit des β-Naphtholpikrats und E. Briner (Genf): Über Gasgleichgewichte bei hohen Drucken. Autorreferate aller angemeldeten Vorträge erscheinen Mitte September in den Archives des Sciences Physiques et naturelles (Genf). Unter den zurückgestellten Vorträgen erwähne ich:

F. Fichter (Basel): Elektrolytische Oxydationen. P. Dutoit (Lausanne): Die Polymerisationswärmen einiger Flüssigkeiten. C. Cardoso (Genf): Über den kritischen Punkt der Gase. L. Perrot (Genf): Über die Schmelzkurven von Gasgemischen.

Von den zahlreichen Vorträgen der vorauf gehenden gemeinsamen Sektionssitzung aller Chemiker möchte ich speziell hinweisen auf den Vortrag von A. Werner (Zürich), welcher im Zusammenhang mit einem Bericht über die Fortschritte seiner grundlegenden Untersuchungen des Valenzproblems auf merkwürdige stereochemische Analogien in der Anordnung der Nebenvalenzen beim Kobalt mit der Stereochemie des Kohlenstoffs hinwies. Ferner sprach W. Ostwald über „Chemische Nomenklatur", wobei er u. a. für die Verwendung der neuen Weltsprache „Ido" eines vereinfachten Esperanto als internationales Hilfsmittel im Dienste der Wissenschaft eintrat.

Gleichzeitig tagte im großen Hörsaal des „Bernoullianums" die

Sektion für Physik

zugleich Sitzung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft. An Stelle von Dr. P. Chappuis (Basel) wird zum Präsidenten der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft gewählt Prof. J. v. Kowalski (Freiburg i/Ue.), ferner Prof. P. Weiß (Zürich) zum Vizepräsidenten und Prof. H. Veillon (Basel) zum Schatzmeister. Die Gesellschaft hatte im vorigen Jahre einstimmig beschlossen, die sämtlichen wissenschaftlichen Arbeiten des leider so früh der Wissenschaft entrissenen Physikers Walter Ritz auf Subskription in einem Sammelbande herauszugeben. Wie Herr Prof. Weiß, der die Redaktion führte, mitteilen konnte, ist das Erscheinen des Bandes bestimmt im Frühjahr 1911 zu erwarten (bei Gauthier-Villars, Paris).

Die Reihe der Vorträge eröffnete R. Bernoulli (Köln), indem er eine von ihm als wissenschaftlicher Mitarbeiter der Firma Leybolds Nachfolger in Köln konstruierte neuartige Wellenmaschine für Projektion demonstrierte. Zwei Wellenschablonen lassen sich in mannigfacher Weise mechanisch koppeln und bedingen dadurch die zwangsläufige Bewegung einer von Spiralfedern getragenen Reihe von Kugeln, welche gemeinsam mit den Schablonen projiziert werden. Besonders instruktiv wirkt die Demonstration der Bildung stehender Wellen der Kugelreihen durch Interferenz. Referent kennt keinerlei Demonstrationsmittel von ähnlich sinnfälliger Wirkung für dieses fundamentale Problem. Eine weitere Reihe von Versuchen bewies die hohe thermometrische Empfindlichkeit einer neuen verbesserten Form des Seddigschen Bolometers; eine Spezialkonstruktion desselben Instruments ist für spektroskopische Messungen bestimmt.

A. Hagenbach berichtete über seine gemeinsam mit H. Veillon durchgeführte Experimentaluntersuchung des Lichtbogens zwischen Kupferelektroden im partiellen Vakuum.

Da diese Arbeit in dieser Zeitschrift **11**, 833—847, 1910 erschienen ist, erübrigt sich hier ein näheres Eingehen darauf.

Über: „Einige Erscheinungen, welche sehr starke Kondensatorentladungen begleiten" sprach J. v. Kowalski (Freiburg i/Ue.) U. a. bezogen sich seine Mitteilungen auf die Abhängigkeit der Zerstäubungsgeschwindigkeit von Elektroden im Vakuum von der Natur des Metalls. Bei Entladungen ohne Selbstinduktion ergab sich für einige reine Metalle unter gegebenen Bedingungen des Drucks und der Spannung eine Zerstäubung von x mg in 10 Minuten und zwar

Metall	x	Metall	x
Au	20	*Cu*	2
Pt	19	*Ag*	1,5
Zn	14	*Al*	0,7
Fe	8		

Ferner machte der Vortragende auf Grund seines reichen Beobachtungsmaterials Mitteilungen über die Abhängigkeit der Zerstäubungsgeschwindigkeit von der Art der Entladung (Selbstinduktion, Kapazität) und der damit parallel gehenden Änderungen in den gleichzeitig auftretenden Metallspektren. Außer reinen Metallen wurden auch Legierungen als Elektrodenmaterial verwendet.

Walter König (Gießen), Eine Erscheinungsform des Thomsoneffektes.

Im Hinblick auf den engen Zusammenhang von Thermoströmen, Peltier- und Thomsoneffekt hat mich die Frage beschäftigt, ob es nicht möglich ist, auch den Thomsoneffekt, ebenso wie die Thermoströme und den Peltiereffekt, durch einen einfachen Versuch zu demonstrieren. Die übliche Versuchsanordnung zum Nachweis und zur Messung des Thomsoneffektes, einseitig erhitzter Stab mit Thermoelementen, ist zu kompliziert und der Ersatz der Thermoelemente durch Luftthermoskope, wie bei dem bekannten Versuch über den Peltiereffekt, ergab keine sicheren Resultate[1]). Diese Überlegungen führten auf die Frage, ob sich der Thomsoneffekt nicht geltend macht an galvanisch glühenden Drähten da, wo die Stromzuführung eine starke Wärmeentziehung bedingt und der Strom also durch ein steiles Temperaturgefälle hindurchfließt. Ein einfacher Versuch bestätigte die Richtigkeit dieser Vermutung. Taucht man einen U-förmig gebogenen Platindraht, der durch einen elektrischen Strom zum Glühen erhitzt ist, mit dem unteren Ende der Schleife in Wasser, wie man es in bekannter Weise ausführt, um nachzuweisen, daß der Widerstand der Metalle bei Abkühlung abnimmt, so sieht man bei genauer Beobachtung, daß die Punkte des beginnenden Glühens in den beiden Ästen verschieden weit von der kühlenden Wasseroberfläche abstehen. Daß man es hierbei nicht mit örtlichen Verschiedenheiten des Drahtwiderstandes, sondern mit einer Erscheinungsform des Thomsoneffektes zu tun hat, geht sofort daraus hervor, daß der Unterschied sich umkehrt, sobald man den Strom umkehrt. Man kann die Drähte stark genug zum Glühen bringen, um ihr vergrößertes Bild auf einen Schirm projizieren und so einem größeren Auditorium die Erscheinung sichtbar machen zu können. Dabei empfiehlt es sich, um den Effekt, der natürlich nur gering ist, deutlicher hervortreten zu lassen, zwei gleiche Drahtschleifen nebeneinander zu stellen und den Strom so zu teilen, daß er von den vier

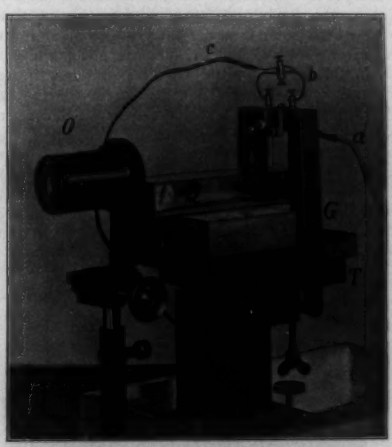


Fig. 1.

nebeneinander laufenden Drähten die beiden äußeren in dem einen, die beiden inneren in dem anderen Sinne durchläuft. Fig. 1 stellt einen einfachen und bequemen Apparat für die Ausführung des Versuches dar. G ist ein hölzerner Galgen, der auf einem verstellbaren Tischchen festgeschraubt ist und an seinem Querbalken nebeneinander und gut voneinander isoliert drei starke flache kupferne Klemmbacken trägt. In diese werden die oberen Enden der Drähte so eingeklemmt, daß die äußeren Drähte von den äußeren, die beiden inneren dagegen gemeinsam von der inneren Klemmbacke getragen werden, und die vier Drähte in gleichen Abständen nebeneinander nach unten verlaufen. Sie tauchen mit ihrem unteren Ende in ein mit Quecksilber gefülltes

1) Ich habe nachträglich gefunden, daß schon Verdet in seiner Théorie mécanique de la chaleur S. 196 (veröffentlicht Paris, Imprimerie Impériale, 1870) eine vereinfachte Apparatur für den Thomsoneffekt beschrieben hat. Er geht von dem Gedanken aus, daß man zunächst eine Vereinfachung erhält, wenn man das Temperaturgefälle, das mit dem elektrischen Strome kombiniert werden muß, durch den Strom selber erzeugt, indem man dem durchflossenen Leiter die Stromwärme an den Enden durch Abkühlung entzieht. Verdet beschreibt dann einen nach diesem Prinzip gebauten Apparat, bei dem der Thomsoneffekt in einer stromdurchflossenen Platinröhre mit Hilfe zweier kleiner, in die Röhre eingeführter Luftthermoskope nachgewiesen werden kann.

Gefäß. Der Strom wird durch a der mittleren Klemme zugeleitet und durch den Bügel b und den Draht c gleichzeitig von den beiden äußeren Klemmen abgenommen. Eine Wippe gestattet die Stromrichtung zu vertauschen. O ist das die Drähte auf den Schirm projizierende Objektiv. Man sieht dann auf dem Schirm die glühenden Teile der Drähte je nach der Stromrichtung für die inneren Drähte länger als für die äußeren oder umgekehrt. Dieser Effekt wird noch deutlicher, wenn man einen horizontalen Spiegel so anbringt, daß sich das Spiegelbild der Drähte gleichzeitig mit dem direkten Bilde projiziert. Man kann zu diesem Zwecke einen Silberspiegel vor den unteren Drahtenden horizontal aufstellen. Noch einfacher ist es, dem Quecksilbergefäß, wie es in Fig. 1 dargestellt ist, die Gestalt einer langen Wanne zu geben. Das Quecksilber, das zur gleichmäßigen Abkühlung der Drähte an ihren unteren Enden dient, erzeugt dann mit seiner Oberfläche zugleich das Spiegelbild. Auf dem Schirm erscheint alsdann über dem direkten Bilde das Spiegelbild der glühenden Drähte und man sieht die einander gegenüberliegenden Enden der glühenden Teile je nach der Stromrichtung entweder für die äußeren oder für die inneren Drähte näher aneinander liegen. Fig. 2 zeigt

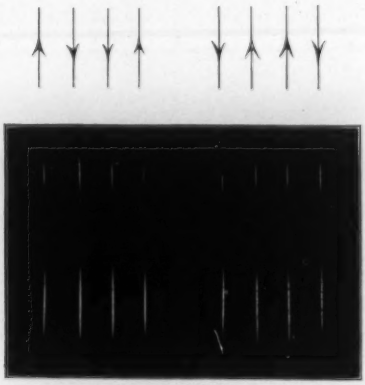


Fig. 2.

das Aussehen der Erscheinung nach einer photographischen Aufnahme. Dabei ist Platin verwendet, und die Stromrichtung ist für das direkte Bild der Drähte durch die unter dem Bilde gezeichneten Pfeile angedeutet. Man ersieht aus der Figur, daß der Punkt des beginnenden Glühens da, wo der Strom nach dem abgekühlten Teile hinfließt, gegen den Strom verschoben ist. Der Thomsoneffekt hat hier also negatives Vorzeichen.

Zur feineren Untersuchung des beschriebenen Effektes habe ich mich einer Versuchsanordnung nach Art der strahlungspyrometrischen Beobachtungsmethoden bedient. Der vertikal ausgespannte glühende Draht wurde vor einem gleichmäßig hellen Hintergrunde durch eine rote Scheibe hindurch beobachtet. Fig. 3 zeigt

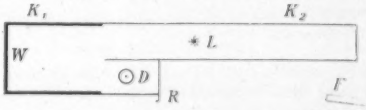


Fig. 3

die Anordnung im Grundriß. D ist der Apparat mit dem glühenden Draht, R die rote Scheibe, W die weiße Wand — weiß gestrichene Pappe oder ebene Gipsfläche —, die den Hintergrund des geschwärzten Kastens K_1 bildet. Zur Beleuchtung von W dient eine 25 kerzige Tantallampe, die sich in der schmäleren, ebenfalls ganz aus schwarzem Stoff gebildeten Verlängerung K_2 des Kastens in beliebiger Entfernung von der Wand W aufstellen läßt. F ist das auf den Draht eingestellte Beobachtungsfernrohr eines Fueßschen Kathetometers. Der zu glühende Draht wurde mit seinen beiden Enden in dicke Kupferstäbe eingelötet und mit Hilfe des oberen Stabes vertikal aufgehängt, während der untere Stab, zur Stromableitung und, um dem Draht Spielraum für die Ausdehnung zu gewähren, in Quecksilber tauchte. Es erwies sich endlich als erforderlich, die durch die Luftströmungen bedingten Störungen dadurch fernzuhalten, daß der Draht in ein weites Glasrohr eingeschlossen wurde, das mit einer Gaedepumpe auf Kathodenstrahl-Vakuum leer gepumpt wurde. Die Beobachtungen wurden nun in folgender Weise angestellt. Während sich die Beleuchtungslampe L in einem Abstande von 71 cm von der Wand W befand, wurde die den Draht durchfließende Stromstärke so reguliert, daß die Mitte des glühenden Drahtes durch die rote Scheibe gesehen, ebenso hell erschien, wie der Hintergrund. Wurde dann die Entfernung der Lampe vom Hintergrund vergrößert, so erschien die Mitte des Drahtes hell, die Enden dunkel, und es konnten die Übergangsstellen, die mit dem Hintergrunde gleiche Helligkeit hatten, scharf beobachtet und ihre Lage mit Hilfe des Kathetometers festgelegt werden. Es ist klar, daß man nach dieser Methode, wenn

man die Beleuchtung der Hinterwand abstuft, die Helligkeitsverteilung des durch das rote Glas hindurchgehenden Lichtes längs des glühenden Drahtes ermitteln kann. Infolge des Thomsoneffektes hängt diese Helligkeitsverteilung von der Stromrichtung ab. Kehrt man den Strom um, so ändern die Übergangsstellen ein wenig ihre Lage; Sinn und Größe dieser für den Thomsoneffekt charakteristischen Verschiebung konnten mit dem Kathetometer genau gemessen werden.

Die quantitative Auswertung derartiger Messungen würde die Kenntnis des Gesetzes der Temperaturverteilung in einem galvanisch glühenden Drahte verlangen. Verdet hat in seinem oben genannten Werke die Theorie unter Berücksichtigung des Einflusses des Thomsoneffektes entwickelt unter der Annahme, daß für die äußeren Wärmeverluste das Newtonsche Abkühlungsgesetz gelte, und daß Wärmeleitvermögen, Widerstand und Thomsoneffekt von der Temperatur unabhängig seien. Unter diesen Annahmen ergeben sich ziemlich einfache Gesetzmäßigkeiten. Aber bei den vorliegenden Versuchen gilt für die Abkühlung durch die Oberfläche des Drahtes nicht das Newtonsche Gesetz, sondern das Strahlungsgesetz des blanken Platins bzw. des glühenden Metalls; die äußeren Verluste sind also nicht der Differenz der ersten Potenzen, sondern etwa derjenigen der fünften Potenzen der absoluten Temperaturen des Drahtes und der Umgebung proportional zu setzen. Außerdem ist bei dem großen hier in Betracht kommenden Temperaturgefälle die Veränderlichkeit aller in die Rechnung eingehenden Materialeigenschaften mit der Temperatur zu berücksichtigen. Aus diesen Gründen lassen sich die Versuche nicht ohne weiteres für die Bestimmung des Betrages des Thomsoneffektes verwerten. Dagegen gestatten sie auf alle Fälle das Vorzeichen des Effektes zu bestimmen, und auch das hat für diese hohe Temperaturen, für die der Thomsoneffekt noch nicht beobachtet worden ist, ein gewisses Interesse. Indem ich mir daher die Mitteilung und Erörterung genauerer Messungen für eine spätere, ausführlichere Veröffentlichung aufspare, begnüge ich mich hier damit, den Wert der beschriebenen Beobachtungsmethode durch einige Angaben über das Vorzeichen des Thomsoneffektes im Temperaturgebiete der Rotglut darzutun.

Ich habe vorläufig Platin, Kupfer, Eisen und Konstantan untersucht. Der Effekt ist, wie schon erwähnt, bei Platin negativ. Er ist bei Kupfer positiv. In beiden Fällen stimmt das Vorzeichen überein mit demjenigen des Effektes bei gewöhnlicher Temperatur. Diese Tatsache steht im Einklang mit den Messungen von E. Lecher[1]) und O. Berg[2]) über den Temperaturgang des Thomsoneffektes. Nach beiden Beobachtern zeigt der positive Effekt beim Kupfer eine Zunahme mit der Temperatur, und für den negativen Effekt des Platins hat O. Berg überhaupt nur einen sehr kleinen Temperaturkoeffizienten gefunden. Für Eisen dagegen ergibt sich der Effekt bei meinen Versuchen positiv, während er bei gewöhnlicher Temperatur negativ ist. Nun haben die genannten Beobachter für Eisen einen sehr großen Temperaturfaktor gefunden. Nach O. Berg ist der Thomsoneffekt im Eisen unter -50^0 positiv, bei höheren Temperaturen negativ, und nach Lecher, der bis zu Temperaturen von $+440^0$ gemessen hat, zeigt die Temperaturkurve des Thomsoneffektes für Eisen bei $+200^0$ einen Umkehrpunkt und der Effekt müßte nach seiner Interpolationsformel bei $+477^0$ Null und darüber hinaus wieder positiv werden. Mit dieser Schlußfolgerung Lechers steht das Ergebnis meiner Versuche in vollem Einklang. Ein ähnliches Verhalten wie für Eisen hat Lecher auch für Konstantan gefunden; doch liegt hier die Temperatur des Überganges von den negativen zu den positiven Werten des Effektes bei etwa 590^0. Meine Beobachtungen haben für Konstantan noch deutlich negative Werte ergeben, auch dann, als ich den Draht bis zu heller Rotglut erhitzte. Ich muß daraus schließen, daß der Übergangspunkt für Konstantan höher liegt, als die Extrapolation aus den Lecherschen Messungen erwarten läßt. Doch ist in diesem Falle vielleicht auch die Gleichartigkeit des Materiales zweifelhaft. Immerhin dürften diese Angaben zeigen, daß die beschriebene Erscheinung nicht bloß für die Demonstration des Thomsoneffektes, sondern auch für die Erweiterung unserer Kenntnisse über diesen Effekt in verschiedenen Materialien von Nutzen sein kann.

1) E. Lecher, Ann. d. Physik (4) **19**, 853—867, 1506.
2) O. Berg, Ann. d. Physik (4) **32**, 477—519, 1910.

Gießen, September 1910.

(Eingegangen 24. September 1910.)

Nach einem Frühstück, welches Physiker und Chemiker im gastfreien Hause des Herrn Prof. Ed. Hagenbach-Bischoff vereinigt hatte, referierte A. L. Bernoulli (Bonn) über „Experimentelle Beiträge zur Elektronentheorie der Legierungen (Mischkristalle).

Auf Grund der Abweichungen vom Wiedemann-Franzschen Gesetz bei festen verdünnten metallischen Lösungen hat R. Schenck speziell an Hand der Messungen seines Schülers

Hardebeck gezeigt[1]), daß die Elektronenzahl dieser Legierungen praktisch zusammenfällt mit der des reinen Lösungsmetalls. Dieses Resultat konnte der Vortragende[2]) durch seine Bestimmungen der optischen Konstanten dieser Legierungen bestätigen. Auf Grund dieser Resultate gewinnt R. Schenck eine Formel, welche es ermöglichen würde, aus den Leitverhältnissen der Lösung und des reinen Metalls die Thermokraft Legierung-Lösungmetall zu berechnen. Der Vortragende hat diese Beziehung experimentell durch die Messung der Thermokräfte solcher verdünnter fester Lösungen geprüft[3]) und findet dieselbe überall da, wo unbegrenzte gegenseitige Löslichkeit der beiden Metalle besteht, quantitativ bestätigt, wie folgende Tabelle zeigt.

Lösungsmittel	Zusatz	π_{18}		π_{80}	
		gef.	ber.	gef.	ber.
Silber	2,73 Proz. Thallium	+ 2,8	+2,6	+2,1	+2,0
	4,76 „ „	10,3	8,4	3,4	3,1
	4,00 „ Zinn	7,6	8,9	5,3	6,3
Kadmium	5,14 „ Quecksilber	+2,8	+2,2	+2,1	+1,0
	10,00 „ „	2,6	3,0	1,0	1,0
Kupfer	5,00 „ Zinn	+3,4	+3,6	+3,2	+2,7
	3,11 „ Zink	2,9	3,6	2,9	4,1
	5,00 „ „	1,4	0,6	1,5	3,3
	3,94 „ Nickel	13,3	3,9	7,0	3,6

Dabei ist π_{18} die Thermokraft in Volt $\times 10^{-6}$ bei 18^0 nnd 1^0 Temperaturdifferenz, π_{80} dieselbe Konstante bei 80^0. Bei der konzentrierten Zinklösung ist die Bildung von Cu_2Zn_3 wahrscheinlich. Für die Cu—Ni-Legierung erscheint ein spezifischer Einfluß des gelösten Nickels wahrscheinlich, da Ni gegen Cu eine extreme Thermokraft $\pi_{18} = + 22{,}3$ aufweist.

Hieran schloß sich eine zweite Mitteilung desselben Vortragenden über: „Eine empirische Beziehung zwischen der Voltaschen Spannungsreihe und den optischen Konstanten der Metalle". Der Vortrag soll in extenso in dieser Zeitschrift zum Abdruck gelangen. Die nun folgenden Ausführungen von P. Weiß (Zürich) betrafen: „Die direkte Bestimmung molekularer Magnetfelder" (Détermination directe du champ moleculaire). Untersucht man die Temperaturabhängigkeit der magnetischen Suszeptibilität der Gase, so wird die Resultante der als äußere Kraft auf die Molekularbewegung einwirkende Feldstärke eine additive Komponente zum Gasdruck liefern. In speziellen Fällen ergeben sich bemerkenswerte Analogien zur van der Waalsschen Gleichung. Die Theorie des Vortragenden führt zu Relationen, die eine quantitative Bestimmung der Feldstärken der Molekularmagnete möglich machen werden.

Hierauf ergriff J. v. Kowalski das Wort zu seiner zweiten Mitteilung. Dieselbe betraf den „Einfluß der Temperatur auf das Lumineszenzspektrum von organischen Lösungen". Der Vortragende ging bei seinen eingehenden Experimentaluntersuchungen über diese Frage von dem Gedanken aus, die Phosphoreszenzspektren von verdünnten Lösungen auszumessen und zu vergleichen mit den Absorptionsspektren eben derselben Substanzen, und zwar speziell in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur. Es wurden verdünnte Lösungen, und nicht etwa konzentrierte homogene organische Substanzen benutzt, da erstere viel leichter chemisch rein zu erhalten sind und sich viel weniger zersetzen oder umlagern. Das reiche Beobachtungsmaterial und die zahlreichen interessanten Beziehungen zur Konstitution der Substanzen lassen sich leider auszugsweise nicht wiedergeben. Hervorgehoben sei, daß in sehr vielen Fällen die Phosphoreszenzlinien und die Absorptionslinien sich genau decken.

In seinem von hübschen Demonstrationen begleiteten Vortrag sprach L. de la Rive (Genf) über: Einfluß einer äußeren Beschleunigung auf die Schwingung eines Pendels und eines elastischen Stahlbands (lame élastique). Die quantitativen Versuche hat der Vortragende im fahrenden Bahnzug durchgeführt. Die unregelmäßigen Störungen, die namentlich beim plötzlichen Anhalten des Zuges fühlbar werden, bewirkten in Übereinstimmung mit der Theorie eine Verzögerung des Gangs, ein Resultat, das für den Gang von Taschenchronometern wichtig ist. Nachdem P. Mercanton ein kurzes Referat über den angemeldeten Vortrag von A. Rosselet (Lausanne) betreffend: „Untersuchungen über die Ionisation durch ultraviolette Strahlen und Röntgenstrahlen" verlesen hatte, berichtete P. Mercanton (Lausanne) über seine in mehreren Kampagnen gewonnenen Resultate über die Fließbewegung des Arollagletschers. Als

1) R. Schenck, Ann. d. Physik **32**, 261, 1910, woselbst alle übrige Literatur.
2) A. L. Bernoulli Z. f. Elektrochemie **15**, 646, 1909.
3) Ann. d. Physik **33**, 730, 1910.

letzter sprach R. Gauthier (Genf), auf Grund der meteorologischen Elemente der Westschweiz über: „Die Rückkehr der Kälte im Juni".

Bei dem Mittagessen, das die Teilnehmer der physikalischen Sektion in den Gesellschaftsräumen des „Schützenhauses" vereinigte, begrüßte der Zentralpräsident Prof. Dr. Eduard Sarasin (Genf) die Physiker aus den Nachbarländern, vor allem Prof. W. König (Gießen), und sprach die Hoffnung aus, daß auch an der nächstjährigen Tagung in Solothurn recht viele auswärtige Kollegen mitarbeiten möchten. Prof. W. König erinnerte in seiner Antwort an die vielen Beziehungen, welche den Verein D. Naturforscher und Ärzte mit seiner älteren Schwester, der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft, verknüpfen, Beziehungen, die seitens der Schweizer Physiker, vor allem Eduard Hagenbach-Bischoff, stets aufs wärmste gefördert wurden.

Um $3^1/_4$ begann die zweite Sektionssitzung. Die Reihe der Vorträge eröffnete F. Klingelfuß (Basel). Der Titel seines von zahlreichen schönen Demonstrationen begleiteten Vortrages war: „Die Einrichtung zur Messung der Röntgenstrahlen mit dem Sklerometer". Der knappe Titel läßt allerdings nicht ahnen, wie viel Neues und Originelles die Anwesenden zu sehen bekamen. Vor allem dürfte völlig neu sein, daß zwischen den beiden Hälften einer durchschnittenen Sekundärwicklung eines Induktors ausschließlich die niedrige Spannung der Grundschwingung in Erscheinung tritt, da die hohe Selbstinduktion das Vordringen der hochgespannten Oberschwingungen von den Enden der Spule nach der Mitte verhindert. Herr Dr. F. Klingelfuß hatte die Freundlichkeit, uns das folgende Autoreferat zu übermitteln:

F. Klingelfuß (Basel), Die Einrichtung zur Messung der Röntgenstrahlen mit dem Sklerometer.

Das verbreitetste Instrument zur Schätzung der Härte der Röntgenstrahlen ist die bekannte Benoistskala. Photographiert man dieselbe mit Röntgenstrahlen, so läßt sich aus dem erhaltenen Bilde die Härte der dabei verwendeten Strahlen ziemlich genau ablesen. Die Härte aus der Funkenlänge, oder auch aus dem Funkenpotential[1]) ermitteln zu wollen, führt zu größeren Fehlern, als die Schätzung mit der Benoistskala. Das rührt von der unkontrollierbaren Spannung der Oberschwingungen her, deren untere Grenze nur (nach Abschluß der Ionisationsarbeit) als sogenanntes Funkenpotential mit den heutigen Mitteln meßbar ist. Das Zustandekommen der Oberschwingungen ist bei Entladungen durch Gaswiderstände insofern notwendig, als davon die wirksame Ionisation der Gasstrecke und damit die Möglichkeit, elektrischen Strom durch dieselbe zu leiten, abhängt. Durch die hinreichend ionisierte Gasstrecke kann die elektrische Entladung mit erheblich niedrigerer Spannung stattfinden. Die Ionisation erfordert je nach der Belastung einer Röntgenröhre 30 bis 90 Proz. der dem Induktorium zugeführten elektrischen Energie[2]). Erst der darüber hinaus verbleibende Rest wird bis zu einem gewissen Grade in Kathodenstrahlen, bzw. Röntgenstrahlen transformiert. Die Oberschwingungen treten nur an den Spulenenden auf; sie pflanzen sich infolge der hohen Selbstinduktion nicht nach der Mitte der Sekundärspule hin fort[3]). Schaltet man daher in der Spulenmitte an eine bekannte Anzahl Windungen einen Spannungsmesser ein, so läßt sich damit in bekannter Weise die Spannung der gedämpften Welle, und zwar mit Ausschluß der Oberschwingungen ermitteln.

Die für einige Funkenlängen mit dem so geschalteten Instrument gemessenen Spannungen an der gedämpften Welle ergaben folgende Mittelwerte, denen vergleichshalber die bezüglichen Mittelwerte für das Funkenpotential beigefügt sind.

Funkenlänge zwischen + Spitze und — Platte	10	20	30	40	50 cm
Spannung an der gedämpften Welle	13600	20000	24500	30600	36200 Volt
Mittl. Funkenpotential[4])	89000	133000	178000	222000	267000 Volt

1) Bergonié, Archives d'Electricité Médicale 1907, Nr. 208.

2) Fr. Klingelfuß, Verhandlungen der Naturf. Gesellschaft in Basel **21**, 61, 1910.

3) Fr. Klingelfuß, ebendaselbst **21**, 51 ff., 1910.

4) M. Toepler, Ann. d. Phys. **19**, 208, 1906 (die hier angegebenen Zahlen wurden als Mittelwerte nach der Formel

$$A_2 = \mathcal{J}_1 C, \text{ wo } C = 10^6 \sqrt{\frac{L(1-\varepsilon^2)}{K}} \cdot \frac{n_2}{n_1}$$

ist, aus der Stromstärke $\mathcal{J}_1$ berechnet.

Bestrahlt man unter gleichzeitiger Beobachtung der Spannung durch die Benoistskala eine photographische Platte, so kann man beobachten, daß ganz bestimmte Härtegrade der Benoistskala bei ganz bestimmten Spannungen vorhanden sind. Die so aus einer größeren Beobachtungsreihe ermittelten Werte sind nachfolgend zusammengestellt:

Härte	2	3	4	5	6	7	8 Benoisteinheiten
Spannung an der gedämpften Welle	7700	8800	10400	13600	19000	26000	34000 Volt.

Man kann also die Skala des Instrumentes in Benoisteinheiten eichen und erhält damit ein direkt zeigendes Härtemeßinstrument, ein Sklerometer. Bruchteile dieser Einheiten lassen sich noch mit Sicherheit ablesen. Die Eichung der Meßspule für die in Volt mit Gleichstrom geeichte Skala des Hitzedrahtinstruments wurde bei 50 Unterbrechungen des Magnetisierungsstromes ausgeführt.

Da mit Anlegung einer höheren Spannung an eine Röhre Röntgenstrahlen von größerer Härte ausgelöst werden[1]), so ist man mittels dieser Meßeinrichtung in der Lage, innerhalb der möglichen Grenzen an einer gegebenen Röhre die Einstellung auf eine gewollte Strahlenhärte vorzunehmen.

Zahlreiche dahingehende Versuche haben ergeben, daß die von den Röntgenstrahlen ausgeübte photochemische Reaktion in einem bestimmten Abstande von der Röhre proportional der Energie der gedämpften Welle ist, wenn die Spannung in Volt, nicht in Benoisteinheiten abgelesen wird[2]). Da die Teilmessung zur Ermittlung der Gesamtspannung mit dem Windungsverhältnis der Sekundärspule zur Meßspule, also mit einer Konstanten zu multiplizieren ist, so können die Ablesungen am Spannungsmesser direkt in die Rechnung eingesetzt werden. Setzt man diese Teilspannung $= H$, die an einem Milliamperemeter vom Typus Deprez abgelesenen Ausschläge $= I$, so ist die in der Zeit t in einem bestimmten Abstande durch Luft von Atmosphärendruck mit Röhren gleicher spezifischer Härte und sonst ähnlichen Eigenschaften hervorgerufene Röntgenstrahlenarbeit

$$C = H I t.$$

Mit Hilfe dieser Formel können die Röntgenröhren geeicht und damit Abweichungen, die von verschiedenen Ursachen, wie u. a. die ungleich große Absorption durch die Glaswand, herrühren, ermittelt werden. A. Jaubert de Beaujeu[1]) hat diesen Zusammenhang auch bestätigt gefunden, für den Fall, daß an Stelle der photochemischen Reaktion, ein, auf ein bestimmtes Potential geladenes Elektrometer durch Röntgenstrahlen entladen wird.

Nach einem Bericht von J. Y. Buchanan (Cambridge) über seine Eisstudien am Morteratschgletscher sprach H. Baumhauer (Freiburg i/Ue.) über „Absorption und Brechung des Lichts in Platincyanür".

Die folgenden Ausführungen von A. Einstein (Zürich) betrafen: Ponderomotorische Wirkungen einer stromdurchflossenen magnetischen Platte. Tritt ein elektrischer Strom senkrecht in eine begrenzte magnetisierte Platte und fließt nach allen Seiten radiär durch die Platte ab, so muß aus der Superposition von Stromfeld und Magnetfeld ein ponderomotorischer Effekt entstehen, der das System in der Normalen zur Platte fortbewegt.

In der Diskussion wies P. Weiß (Zürich) auf einen anderen ähnlich paradoxen Fall hin. Eine stromführende Schleife, deren Ebene einen Stabmagneten enthält, rotiert um diesen. Ersetzt man die Drahtschleife durch einen koaxialen zylindrischen Kupfermantel, so rotiert, wie der Versuch zeigt, so wie vorher die Drahtschleife, nunmehr der Hohlzylinder durch Superposition des Feldes des Stabmagneten und des Feldes des längs des Mantels fließenden Stromes, obschon man erwarten sollte, daß der Zylinder ruhig bliebe und gewissermaßen nur die Stromfäden rotieren. H. Zickendraht (Basel) faßt den Weißschen Versuch auf als eine Mitführung des Zylinders durch die bewegten Stromfäden infolge der durch das Magnetfeld gesteigerten Reibung der Elektronen an den Metallatomen.

Leider hatten mehrere Redner ihre Sprechzeit so sehr überschritten, daß der Vortrag von H. Veillon (Basel): Über Flüssigkeitslamellen" sowie die „Demonstration eines neuen Quadrantelektrometers" von Alfr. Kleiner (Zürich) ausfallen mußten. Das neue Elektrometer bedeutet durch seine neuartigen Formen für Nadel und Büchse, bei kleinster Kapazität, auch in konstruktiver Hinsicht einen großen Fortschritt.

Als letzter Redner sprach H. Zickendraht (Basel) „Über einen Demonstrationsapparat für Luftwiderstandsgesetze". Die

1) Fr. Klingelfuß, Verh. d. deutschen Röntgengesellschaft **5**, 62, 1909.

2) Fr. Klingelfuß, Verhandlungen der deutschen Röntgengesellschaft **4**, 145, 1908.

1) A. Jaubert de Beaujeu, Archives d'électricité médicale 1910, No. 286.

hübschen Demonstrationen überzeugten wohl alle, daß durch diesen neuen Apparat die aktuellen Probleme der Aerodynamik einer weit exakteren Messung zugänglich werden als bisher, da der neue Apparat eine Nullmethode verwendet. Ein sorgfältig ausbalancierter Balken in Cardanischer Aufhängung trägt an einem Ende eine unter beliebigem Azimut fixierbare Winddruckfläche. Die Vertikalkomponenten der Druckverschiebung des Balkens werden durch zwei Spiralfedern mit variabler Spannung kompensiert. Die Spannung der Federn wird variiert durch das Aufwickeln der sie tragenden Fäden auf je eine Trommel mit Teilung. Ist jede Komponente vorher durch Gewichte geeicht, so lassen sich die beiden Druckkomponenten direkt ablesen[1]).

Der Abend brachte den Teilnehmern der Naturforscherversammlung eine Rheinfahrt. Zwei Dampfer führten alle, die sich durch Regen und Nebel nicht abhalten ließen, zunächst flußabwärts zum neuen Rheinhafen. Rheinaufwärts geht eine Kraftanlage von 60000 HP der Vollendung entgegen. Eiserne Schleusentore sperren die ganze Breite des Stroms und werden in kurzem den Spiegel des Rheins um 8 m aufstauen. Auf der Rückfahrt hob sich der Nebelschleier, der die Juraflühen und die Rebgelände des alten Markgrafenlandes deckte.

Der anschließende „Kommers" im altertümlichen Festsaal der Zunft zu Safran verriet den rheinisch-fränkischen Einschlag in der Kultur des Festorts.

Der letzte Tag der Versammlung brachte die zweite Gesamtsitzung. Hier sprach zuerst Ph. A. Guye (Genf) über: Les infiniment petits de la Chimie. Die Art, wie der bekannte Forscher die Resultate eigner und fremder Arbeiten, z. B. schwierige Probleme der Kolloidchemie oder die Bestimmung der Loschmidtschen Zahl nach Perrin einem weitern Publikum vermittelte, war bewundernswert. Ferner sprachen der Polarforscher E. v. Drygalski (München) über: „Die Vereisung von Meeresräumen", sowie H. Stehlin (Basel): „Über die Säugetiere der schweizerischen Bohnerzformation". Ein Bankett im Sommerkasino, wo verschiedene Redner die engen Beziehungen zu verwandten Gesellschaften der Nachbarstaaten, vor allem zum Verein Deutscher Naturforscher und Ärzte betonten, schloß die Tagung. Möchten doch recht viele deutsche Naturforscher an der nächsten Jahresversammlung, September 1911, in Solothurn teilnehmen. A. L. Bernoulli (Bonn).

(Eingegangen 23. September 1910.)

1) Der Vortrag selbst soll in dieser Zeitschrift zum Abdruck kommen. Eine ausführliche Beschreibung des Zickendrahtschen Apparates, sowie messende Versuche in Verhandlungen d. Naturforschenden Ges. in Basel **21**, 41, 1910. Den Zickendrahtschen Apparat bauen Fr. Klingelfuß & Co. in Basel.

BESPRECHUNGEN.

É. Borel, Élements de la théorie des probabilités. VII u. 191 S. Paris, A. Hermann et fils, 6, rue de la Sorbonne. 1909. 6 fr.

In einem Buche von mäßigem Umfang gibt der, auch in Deutschland wohlbekannte Verfasser die Grundlehren und die interessantesten praktischen Anwendungen der Wahrscheinlichkeitsrechnung in anregender und reizvoller Darstellung. Durch die Art, wie der Verfasser alle wichtigeren Begriffe einführt, indem er nämlich jedesmal von einem bestimmt umschriebenen Beispiel ausgeht, wird das Studium des Borelschen Buches auch dem Nichtmathematiker leicht, und für den Physiker, Chemiker und Nationalökonomen lohnend.

Das ganze Werk ist in drei Hauptabschnitte, sog. Bücher, geteilt. Das erste Buch behandelt die Grundbegriffe, die Wahrscheinlichkeit eines Ereignisses, die mathematische Erwartung, die Kombination verschiedener Wahrscheinlichkeiten usw. bis zur Aufstellung des Gesetzes der großen Zahlen. Die mathematischen Hilfsformeln, welche hierbei notwendig sind, finden sich ohne Beweise übersichtlich in einem Kapitel vereinigt. Das zweite Buch bringt die kontinuierlichen (geometrischen) Wahrscheinlichkeiten, die Verwendung willkürlicher Funktionen in der Wahrscheinlichkeitsrechnung und die leitenden Prinzipien der Anwendungen auf die Gastheorie sowie die Gaußsche Theorie der Beobachtungsfehler. Das dritte Buch endlich enthält die Wahrscheinlichkeiten der Ursachen mit den Anwendungen auf die Statistik (Geburten und Todesfälle), Astronomie, Chemie und die biologischen Wissenschaften.

Bei allen Anwendungen der Wahrscheinlichkeitsrechnung auf Erscheinungen in der Natur, physikalische Vorgänge usw., wobei der Verfasser auch auf eigene erfolgreiche Untersuchungen sich beziehen konnte, sind die Voraussetzungen und Grenzen der Betrachtungen wiederholt eingehend erörtert. Diese Erörterungen gehören mit zu den anregendsten Partien des Buches, aber sie werden bei manchem Leser wohl doch nicht jeden Zweifel darüber zerstreuen, ob Anwendungen auf Gebiete erlaubt sind, wo die Möglichkeit jedes Versuches ausgeschlossen und die Grundannahmen in weitestem Maße willkürlich sind. Vom philosophischen Standpunkte aus wäre es überhaupt erwünscht, daß der Verfasser im ersten Buch bei der Einführung der Grunddefinitionen tiefer auf deren axiomatischen Aufbau und gegenseitigen Zusammenhang eingegangen wäre. Durch eine scharfe Bestimmung der logischen Voraussetzungen (ausgehend etwa von dem Begriff des Spielraums), auf welchen die Wahrscheinlichkeitsrechnung beruht, hätten sich dann manche Erörterungen

in den späteren Kapiteln noch kürzen lassen. — Das frisch geschriebene Buch wird der Wahrscheinlichkeitsrechnung sicher viele Freunde erwerben, und somit seinen Hauptzweck erreichen. Sommer.

John Perry, Die Dampfmaschine (einschließlich der Dampfturbine) und Gas- und Ö.-maschinen. Autorisierte, erweiterte deutsche Ausgabe von Hermann Meuth. 8°. 708 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1909. M. 22.—

Die abweichende Art der Behandlung technischer Stoffe in englischen (und amerikanischen) Werken gegenüber der bei uns üblichen ist die Ursache davon, daß die Übersetzungen englischer Werke oft eine wertvolle Bereicherung unserer Literatur auch dann darstellen, wenn gute deutsche Werke über das gleiche Gebiet vorhanden sind. So mag auch das vorliegende Werk durch die Eigenart der Darstellung manchen anziehen. Die Schreibweise ist, wie meist in englischen technischen Werken, subjektiver als in den unseren; wie im Kolleg werden dem Studierenden Ermahnungen auf den Weg gegeben, diese oder jene Aufgabe zur Übung zu lösen, oder sich einer Tatsache ganz genau zu vergewissern. Auch ist die Sprache bilderreich und wendet sich dadurch an die unmittelbare Anschauung — manchmal zu sehr, so wenn auf S. 53 bei Besprechung der Steuerung die Zweckmäßigkeit der Vorausströmung damit erklärt wird, daß auch ein vorsichtiger Theaterportier die Türen schon etwas früher öffne, wenn das Theater um 7 Uhr beginnt; der Vergleich ist so anschaulich wie unzutreffend.

Vom Übel ist es, wenn bei den schnellen Fortschritten der Technik Übersetzungen nach einem zehn Jahre alten Original vorgenommen werden; das Allgemeine bleibt natürlich richtig, aber in mancher Hinsicht ergibt sich ein verzerrtes Bild. Das Buch hat 700 Seiten; davon bezieht sich von den letzten 100 Seiten je die Hälfte auf Dampfturbinen und auf Gasmaschinen; der Dampfturbinenabschnitt ist vom Übersetzer hinzugefügt. Vor zehn Jahren mochte es angehen, die beiden genannten Maschinenarten als Anhang zu einer Dampfmaschinenlehre zu erledigen; heute gibt das dem Anfänger einen falschen Begriff von der gegenseitigen Bedeutung der Gebiete.

Die Übersetzung ist klar und flüssig. Die Ausstattung entspricht nicht ganz deutschen Ansprüchen; in England wie in Amerika ist man in dieser Hinsicht bescheidener. So ist auf S. 630 ein ganz verkleckster Bildstock scheinbar englischer Herkunft abgedruckt, und die getuschte Darstellungsweise der Figuren etwa auf S. 216 ist nicht nach unserem Geschmack; es gibt auch darin eine Mode, der man sich schwer entziehen kann. Viele Figuren haben englische Worte als Beschriftung. Gramberg.

Tagesereignisse.

Auf Einladung der **Wolfskehlstiftung** wird Herr Professor Dr. H. A. Lorentz in Leiden in den Tagen vom 24.—29. Oktober d. J. einen Zyklus von Vorträgen über das Relativitätsprinzip und die neuere Strahlungstheorie unter dem Titel „Alte und neue Fragen der Physik" in Göttingen halten. Zu diesen Vorträgen werden hiermit alle Fachgenossen freundlichst eingeladen.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität München Dr. Wilhelm Schlenk für Chemie und Dr. Peter Debye für Physik, an der Universität Czernowitz Dr. F. Natolitzky für Chemie, der Honorardozent der Physik an der Tierärztlichen Hochschule Wien Dr. Victor F. Heß für Physik an der Universität Wien.

Ernannt: Der Lehrer an der Chemieschule zu Mülhausen Dr. Kehrmann zum ord. Professor der Chemie an der Universität Lausanne, der Professor der Astronomie an der Universität Edinburgh Frank W. Dyson zum Astronomer Royal am Royal Observatory zu Greenwich an Stelle von Sir William Christie (der in den Ruhestand tritt), der Privatdozent an der Technischen Hochschule Berlin Dr.-Ing. Karl Heinel zum ord. Professor in der Abteilung für Maschinen-Ingenieurwesen und Elektrotechnik der Technischen Hochschule Breslau, der Konstruktionsingenieur an der Technischen Hochschule Berlin Dipl.-Ing. K. Euler zum Dozenten für elektrotechnische Meßkunde und elektrische Kraftanlagen an der Technischen Hochschule Breslau, der Chefchemiker Dr. phil. O. Nauß zum Dozenten für Gastechnik und technische Gasanalyse an der Technischen Hochschule Breslau, der ältere Observator am Physikalischen Observatorium in Tiflis Mag. geogr. phys. Elimar Rosenthal zum a. o. Professor für Geophysik bzw. physikalische Geographie an der Universität Warschau, an der Universität von North-Carolina Dr. Robert A. Hall zum a. o. Professor der organischen Chemie, Dr. James M. Bell zum a. o. Professor der physikalischen Chemie, Parker H. Daggett zum Professor der Elektrotechnik und Guy R. Clements zum Professor der Mathematik, der a. o. Professor an der Universität Leipzig Dr. Heinrich Liebmann zum ord. Professor der Mathematik an der Universität München, der Privatdozent Dr. Rudolphe Mellet in Lausanne zum a. o. Professor für analytische Chemie an der Universität daselbst.

Verliehen: Dem ord. Honorarprofessor der Chemie an der Universität Heidelberg Dr. August Horstmann der Charakter als Geh. Hofrat.

Gestorben: Der Privatdozent der Chemie an der Universität Breslau Dr. Karl Löffler, der Professor der Physik und Geodäsie an der Forstlichen Hochschule Aschaffenburg Dr. Robert Geigel, der Professor der Chemie am Massachusetts Agricultural College Dr. Charles Anthony Goessmann, der frühere Professor der Astronomie an der Universität Kopenhagen Dr. Th. N. Thiele, der ord. Professor der analytischen und himmlischen Mechanik am College de France und Membre de l'Académie des sciences in Paris Dr. Maurice Levy, der ord. Professor der Chemie an der Böhmischen Universität Prag Dr. Bohuslav Rayman, der Professor der Mathematik am Lycée Charlemagne in Paris Eugène Rouché, der ord. Professor der Mathematik an der Universität Greifswald Geh. Regierungsrat Dr. Wilhelm Thomé.

Gesuche.

Promovierter Physiker

sucht Stellung im wissenschaftlichen Laboratorium einer elektrotechnischen Fabrik. Gefl. Offerten unter **E. T. 85** erbeten an die Exped.

Assistent

an physikalischem Universitätsinstitut (Preußen) zum 1. April 1911, ev. auch früher **gesucht.** Offerten mit Lebenslauf, Studiengang usw. unter **S. H. 330** an die Exped. dies. Zeitschr. erbeten.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

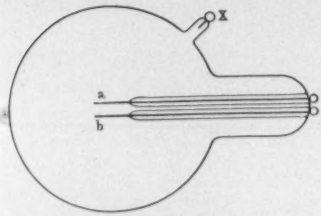


Fig. 1.

Fig. 2.

Fig. 3.

Fig. 4.

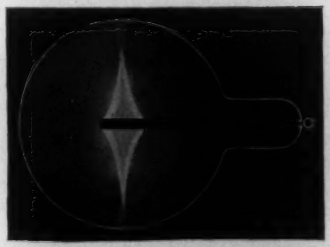


Fig. 5.

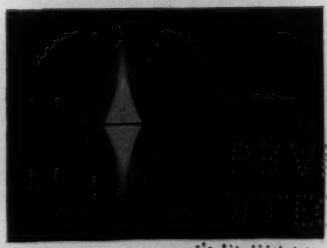


Fig. 6.

Fig. 7.

Fig. 8.

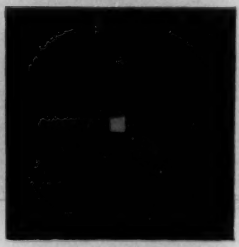


Fig. 9.

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY

Fig. 10.

Fig. 11.

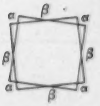


Fig. 12.

Fig. 13.

Fig. 14.

Fig. 15.

Fig. 16.

Fig. 17.

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY

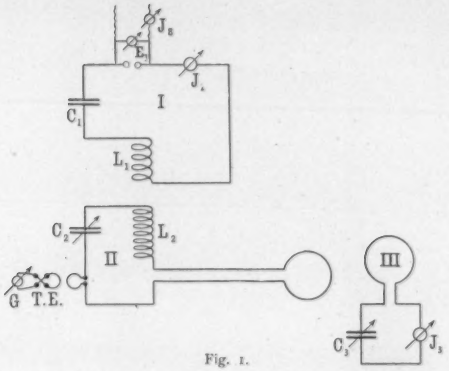


Fig. 1.

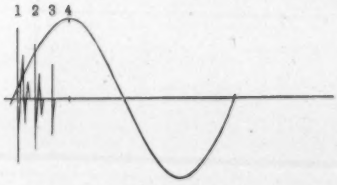


Fig. 2.

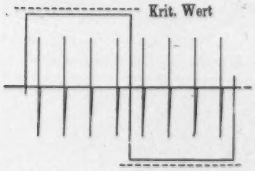


Fig. 4.

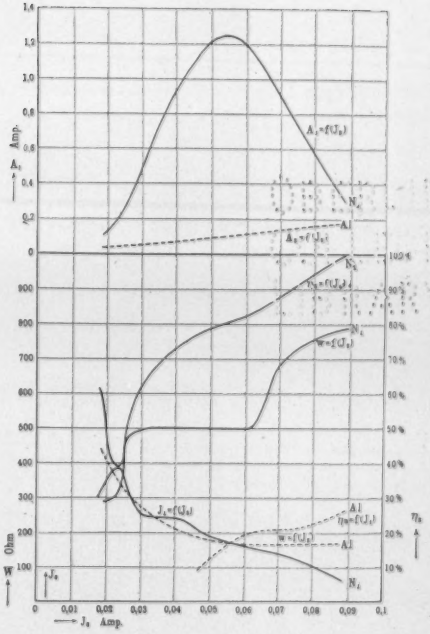


Fig. 7.

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY

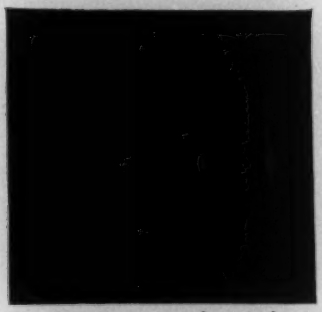


Fig. 3. ← $^1/_{300}$ Sek. → $^1/_4$ Periode = $^1/_{200}$ Sek.

Fig. 5. Reiner Ton.

Fig. 6. Unreiner Ton.

Fig. 8.

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY

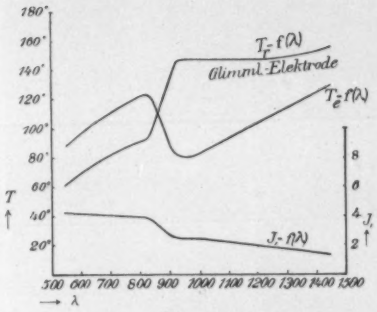


Fig. 9.

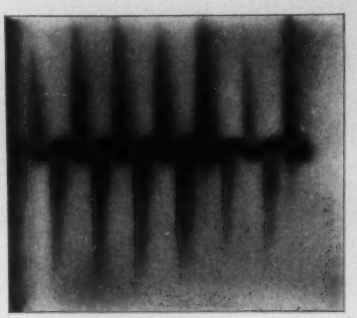
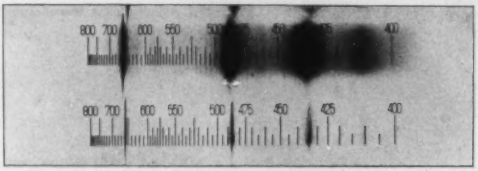


Fig. 14. Luft-Funkenstrecke λ = 4900.

Fig. 10.

Fig. 11.



Funke mit schlechter Löschwirkung

Funke mit guter Löschwirkung

oberer Rand: Glimmlicht-Elektrode

unterer Rand: emittierende Elektrode

Fig. 12.

Fig. 13. H-Funkenstrecke λ = 4900.

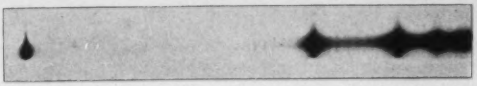


Fig. 15. Funkenbahn ⊥ Spalt.

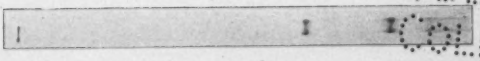


Fig. 16. Funkenbahn ∥ Spalt.

OBERLIN COLLEGE LIBRARY